

W.H. Bragg

# VERHANDELINGEN

van Dr. P. ZEEMAN over

Magneto-Optische Verschijnselen

VERHANDELINGEN VAN DR. P. ZEEMAN OVER  
MAGNETO-OPTISCHE VERSCHIJNSELEN

# VERHANDELINGEN

van Dr. P. ZEEMAN over

Magneto-Optische Verschijnselen.

PROPERTY OF  
CARNEGIE INSTITUTE OF TECHNOLOGY  
LIBRARY

AAN DOCTOR PIETER ZEEMAN IS OP  
31 OCTOBER 1921 TER HERDENKING VAN  
DE BELANGRIJKE ONTDEKKING DOOR  
WELKE HIJ 25 JAREN GELEDEN DE  
NATUURKUNDE VERRIJKT HEEFT, DOOR  
VRIENDEN EN LEERLINGEN DEZE HER-  
DRUK ZIJNER VERHANDELINGEN OVER  
HET ZEEMAN-EFFECT AANGEBODEN.



*Bij de keuze der verhandelingen, die herdrukt zouden worden, heeft het uitvoerend comité voor de herdenking van de ontdekking van het ZEEMAN-effect gemeend zich te moeten beperken tot die geschriften, die een rechtstreeksche weergave zijn van de experimenteele onderzoekingen of van overwegingen, die daarmede in verband staan daarentegen alle samenvattende beschouwingen of voordrachten achterwege te moeten laten.*

*Verreweg de meeste van Prof. ZEEMAN'S verhandelingen zijn voor het eerst gepubliceerd in de Zittingsverslagen der Kon. Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Daarom is als regel aangenomen de bewerking in de Proceedings, de Engelsche uitgave dier verslagen, te herdrukken. Enkele malen moest hiervan worden afgeweken, omdat latere bewerkingen in andere tijdschriften iets uitvoeriger waren, of kleine verbeteringen bevatten. Achter iedere verhandeling en in de inhoudsopgave is de plaats van herkomst vermeld,*

*terwijl volledigheidshalve ook niet opgenomen bewerkingen genoemd zijn. Waar dit een enkelen keer wenschelijk bleek, zijn door de uitgevers korte opmerkingen gemaakt, die te vinden zijn achter de betrokken verhandeling. De plaatsen, waarop ze betrekking hebben, zijn gemerkt met een asterisk.*

*De eerste verhandeling, die de geschiedenis van de ontdekking weergeeft, is om haar fundamenteele beteekenis door ons in vier talen weergegeven. Het gebruik van een grootere letter voor den eersten regel onderscheidt haar van de andere en doet mede haar bijzonder karakter uitkomen.*

October 1921.

H. A. LORENTZ.

H. KAMERLINGH ONNES.

I. M. GRAFTDIJK.

J. J. HALLO.

H. R. WOLTJER.

# INHOUD

Onmiddellijk onder den titel eener verhandeling is aangegeven, waar de in deze verzameling herdrukte bewerking te vinden is. Andere, hier niet opgenomen uitgaven, staan tusschen haakjes vermeld.

|   | Pag. |
|---|------|
| I. Over den invloed eener magnetisatie op den aard van het door een stof uitgezonden licht .....  | 1    |
| Versl. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam, 31 Oct., 28 Nov. 1896, Deel V, pp. 181—184, 242—248.   |      |
| On the influence of magnetism on the nature of the light emitted by a substance .....   | 21   |
| Phil. Mag. (5) Vol. XLIII (1897) pp. 226—237.<br>(Leiden Comm. 83, 36; Astroph. J. Vol. V (1897) pp. 332—347).  |      |
| De l'influence d'un champ magnétique sur la lumière émise par un corps .....  | 46   |
| Arch. Néerl. (2) T. 1 (1898) pp. 44—54, 217—220.  |      |
| Über den Einfluss einer Magnetisierung auf die Natur des durch einen Stoff ausgesendeten Lichtes .....  | 71   |
| Übersetzt von Prof. Dr. P. EHRENFEST.   |      |
| II. Doublets and triplets in the spectrum produced by external magnetic forces .....  | 92   |
| Phil. Mag. (5) Vol. XLIV (1897) pp. 55—60, 255—259.<br>(Versl. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam, 29 Mei, 26 Juni 1897, Deel VI, pp. 13—18, 99—102).                     |      |
| III. Measurements concerning radiation-phenomena in the magnetic field .....  | 110  |
| Phil. Mag. (5) Vol. XLV (1898) pp. 197—201.<br>(Versl. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam, 30 Oct., 24 Dec. 1897, Deel VI, pp. 260—262, 408—411).                         |      |
| IV. On an asymmetry in the change of the spectral lines of iron radiating in a magnetic field .....   | 117  |
| Proc. Roy. Acad. Amsterdam, Vol. I pp. 98—100; Astroph. J. Vol. IX (1899) pp. 47—49.<br>(Versl. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam, 25 Juni 1898, Deel VII, pp. 122—124). |      |

|   | Pag. |
|---|------|
| V. Some observations concerning an asymmetrical change of the spectral lines of iron radiating in a magnetic field .....  | 122  |
| Proc. Roy. Acad. Amsterdam, Vol. II pp. 298—301.<br>(Versl. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam, 30 Dec. 1899, Deel VIII, pp. 328—331).  |      |
| VI. Weiteres zur unsymmetrischen Aenderung der Spectrallinien in einem Magnetfelde .....  | 129  |
| Arch. Néerl. (2) T. 5 (1900) (Livre jub. déd. à H. A. LORENTZ) pp. 237—241.   |      |
| VII. Some observations on the resolving power of the MICHELSON echelon spectroscope .....   | 136  |
| Proc. Roy. Acad. Amsterdam, Vol. IV pp. 247—251.<br>(Versl. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam, 30 Nov. 1901, Deel X, pp. 298—302).   |      |
| VIII. Observations on the magnetic rotation of the plane of polarisation in the interior of an absorption band  | 143  |
| Proc. Roy. Acad. Amsterdam, Vol. V pp. 41—47;<br>Astroph. J. Vol. XVI (1902) pp. 106—113.<br>(Versl. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam, 31 Mei 1902, Deel XI, pp. 6—11; Arch. Néerl. (2) T. 7 (1902) pp. 465—472). |      |
| IX. (With J. GERST). On the double refraction in a magnetic field near the components of a quadruplet ..  | 155  |
| Proc. Roy. Acad. Amsterdam, Vol. VI, pp. 19—21.<br>(Versl. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam, 30 Mei 1903, Deel XII, pp. 23—25).   |      |
| X. (With J. GEEST) Double refraction near the components of absorption lines magnetically split into several components.....  | 160  |
| Proc. Roy. Acad. Amsterdam, Vol. VII, pp. 435—438.<br>(Versl. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam, 24 Dec. 1904, Deel XIII, pp. 516—520).  |      |
| XI. Solar magnetic fields and spectrum analysis .....   | 167  |
| Nature Vol. LXXVIII (Aug. 20th 1908), pp. 369—370.  |      |

## XII. Recherches sur la décomposition magnétique des raies spectrales.

- I. Décomposition magnétique des raies spectrales et intensité du champ . . . . . 173  
 Arch. Néerl. (2) T. 13 (1908) pp. 260—264.  
 (Versl. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam, 27 April 1906, Deel XIV, pp. 838—841; Proc. Roy. Acad. Amsterdam, Vol. VIII, pp. 814—817).
- II. Les intensités des composantes des raies décomposées par un champ magnétique . . . . . 179  
 Arch. Néerl. (2) T. 13 (1908) pp. 264—267.  
 (Versl. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam, 26 Oct. 1907, Deel XVI, pp. 286—289; Proc. Roy. Acad. Amsterdam, Vol. X, pp. 289—292; Le Radium T. V. (1908) pp. 49—51).
- III. Dissymétrie de la décomposition magnétique dans des champs intenses. . . . . 185  
 Arch. Néerl. (2) T. 13 (1908) pp. 267—276.  
 (Versl. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam, 30 Nov. 1907, Deel XVI, pp. 354—361; Proc. Roy. Acad. Amsterdam, Vol. X pp. 351—359).
- IV. Observation de la décomposition magnétique des raies spectrales par la méthode de FABRY et PEROT 199  
 Arch. Néerl. (2) T. 13 (1908) pp. 276—281.  
 (Versl. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam, 28 Dec. 1907, Deel XVI pp. 486—491; Proc. Roy. Acad. Amsterdam, Vol. X pp. 450—445; Physik. Zs. Bd. 9 (1908) pp. 209—212).
- V. Examen de la dissymétrie de la décomposition magnétique des raies spectrales par la méthode de FABRY et PEROT . . . . . 207
- VI. Détermination de la charge totale des électrons . . 212
- VII. Asymétrie dans les raies du tungstène et du molybdène . . . . . 216

|   | Pag. |
|---|------|
| VIII. Observation dans la direction des lignes de force magnétiques. . . . .  | 218  |
| Arch. Néerl. (2) T. 13 (1908) pp. 282—290.  |      |
| (Versl. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam, 29 Febr. 1908, Deel XVI pp. 610—618; Proc. Roy. Acad. Amsterdam, Vol. X, pp. 566—574; Physik. Zs. Bd. 9 (1908) pp. 340—344).                            |      |
| XIII. Changement de longueur d'onde de la raie médiane d'un triplet dans un champ magnétique.   |      |
| I. Observations à l'aide d'un spectroscopie à échelons de MICHELSON. . . . .  | 222  |
| Arch. Néerl. (2) T. 14 (1909) pp. 267—273.  |      |
| (Versl. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam, 29 Febr., 24 April 1908, Deel XVI pp. 618—622, 855—858; Proc. Roy. Acad. Amsterdam Vol. X pp. 574—578, 862—864; Physik. Zs. Bd. 10 (1909) pp. 217—220). |      |
| II. Observations à l'aide de la méthode de FABRY et PEROT. La loi du déplacement de la raie médiane d'un triplet dans le champ magnétique . . . . .   | 232  |
| Arch. Néerl. (2) T. 14 (1909) pp. 273—277.  |      |
| (Versl. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam, 24 Dec. 1908, Vol. XVII pp. 541—545; Proc. Roy. Acad. Amsterdam, Vol. XI pp. 473—477; Physik. Zs. Bd. 10 (1909) pp. 220—221).                           |      |
| XIV. The degree of completeness of the circular polarization of magnetically divided lines . . . . .  | 240  |
| Proc. Roy. Acad. Amsterdam Vol. XII pp. 345—356.  |      |
| (Versl. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam 30 Oct. 1909, Deel XVIII pp. 317—328; Arch. Néerl. (2) T. 15 (1911) pp. 179—191; Physik. Zs. Bd. 11 (1910) pp. 1—7).                                     |      |
| XV. (With B. WINAWER). The magnetic separation of absorption lines in connexion with sun-spot spectra.  | 260  |
| Proc. Roy. Acad. Amsterdam Vol. XII pp. 584—596, Vol. XIII pp. 35—44, 162—171; Astroph. J. Vol. XXXII (1910) pp. 329—362.   |      |

(Versl. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam 29 Januari, 29 April, 25 Juni 1910, Vol. XVIII pp. 621—633, 899—898, Deel XIX pp. 233—242; Physik. Zs. (11) (1910) pp. 533—560, 657—662, 880—886; Arch. Néerl. (2) T. 15 (1911) pp. 453—487).

- XVI. Considerations concerning light radiation under the simultaneous influence of electric and magnetic forces and some experiments thereby suggested ..... 314

Proc. Roy. Acad. Amsterdam, Vol. XIV pp. 2—11.

(Versl. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam, 28 Jan. 1911, Deel XIX pp. 957—967; Physik. Zs. 13 (1912) pp. 177—183).

- XVII. On the polarisation impressed upon light by traversing the slit of a spectroscope and some errors resulting therefrom ..... 331

Proc. Roy. Acad. Amsterdam Vol. XV pp. 599—601.

(Versl. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam, 26 Oct. 1912, Deel XXI pp. 623—630; Physik. Zs. Bd. 14 (1913) pp. 95—97).

- XVIII. (With R. W. WOOD). A method for obtaining narrow absorption lines of metallic vapours for investigations in strong magnetic fields ..... 336

Proc. Roy. Acad. Amsterdam Vol. XV p. 1129.

(Versl. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam, 25 Jan. 1913, Deel XXI p. 1163; Physik. Zs. Bd. 14 (1913) p. 405.

- XIX. (With H. R. WOLTJER). Magnetic resolution of spectrum lines and temperature ..... 338

Proc. Roy. Acad. Amsterdam Vol. XVI pp. 158—159.

(Versl. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam, 28 Juni 1913, Deel XXII pp. 164—166; Physik. Zs. Bd. 14 (1913) pp. 914—915).





## I. OVER DEN INVLOED EENER MAGNETISATIE OP DEN AARD VAN HET DOOR EEN STOF UITGEZONDEN LICHT

V ERSCHIEDENE JAREN GELEDEN, BIJ gelegenheid mijner metingen over het KERR-effect, kwam de gedachte bij mij op of ook het licht door een vlam uitgezonden zou kunnen veranderen wanneer deze aan magnetischen invloed onderworpen werd. De gedachtengang waardoor ik mij de mogelijkheid hiervan trachtte op te helderen, doet op 't oogenblik minder ter zake, in allen gevalle gaf hij mij aanleiding de proef te nemen. Met een geïmproviseerde inrichting werd het spectrum van een natriumvlam, geplaatst tusschen de polen van een electromagneet van RUHMKORFF, bekeken. Het resultaat was negatief. Waarschijnlijk was ik niet spoedig op deze proef teruggekomen, wanneer niet voor een paar jaar mijn aandacht was gevallen op de volgende passage in een schets over FARADAY door MAXWELL. Hier (MAXWELL, Collected Works II p. 790) lezen wij: „Before we describe this result we may mention that in 1862 he made the relation between magnetism and light the subject of his very last experimental work. He endeavoured, but in vain, to detect any change in the lines of the spectrum of a flame when the flame was acted on by a powerful magnet.” Wanneer een FARADAY aan

de mogelijkheid van de genoemde betrekking dacht, kon 't nog wel de moeite loonen met de tegenwoordige uitstekende hulpmiddelen op spectraal-analytisch gebied de proef te herhalen, daar het mij niet bekend is dat dit door anderen gedaan werd. De uitkomsten waartoe ik tot dusver kwam wil ik mij veroorloven in 't kort mede te deelen.

2. De electromagneet waarvan in 't vervolg sprake zal zijn was een RUHMKORFF, middelsoort. De stroom die voor de magnetisatie gebruikt werd, was afkomstig van een accumulatorenbatterij en bedroeg meestal 27 ampères en kon tot 35 amp. worden opgevoerd. Het licht van de gebruikte lichtbron werd ontleed door een tralie van ROWLAND, met een kromtestraal van 10 Eng. voeten en met 14438 lijnen per inch. Het eerste spectrum werd bekeken en wel met een loupe van FRESNEL. Een fijn te verstellen spleet was geplaatst dicht bij de lichtbron, die aan de magnetisatie werd blootgesteld.

3. Tusschen de paraboloidische polen van den electromagneet werd het middendeel van een BUNSEN-vlam geplaatst. Een stuk asbest met keukenzout doortrokken werd in de vlam gebracht, zóó dat de 2 *D*-lijnen, in de loupe gezien, zich scherp en fijn afteekenden tegen den donkeren achtergrond. De afstand der polen bedroeg ongeveer 7 mM. Werd nu de stroom aangezet, dan werden de beide *D*-lijnen duidelijk verbreed. Ze keerden bij 't verbreken van den stroom in den aanvankeijken toestand terug. Optreden en verdwijnen van

de verbreeding deden zich voor onmiddellijk na het aanzetten resp. verbreken van den stroom. De proef kon een willekeurig aantal malen herhaald worden.

4. De BUNSEN-vlam werd vervangen door een gas-zuurstofvlam. Evenals in 3 werd asbest met keukenzout doortrokken in de vlam gebracht. Deze steeg verticaal tusschen de polen naar boven. Werd nu de stroom weer aangezet dan werden wederom de *D*-lijnen verbreed, zoodat ze wel 3 à 4 malen hun oorspronkelijke breedte kregen.

5. Bij de roode lijn van lithium, dat in den vorm van het carbonaat gebruikt werd, werden geheel analoge verschijnselen waargenomen.

6. Men zal mogelijk in het gevonden verschijnsel (3, 4, 5) niets bijzonders zien. Men kan toch aldus redeneeren: Verbreeding der spectraallijnen van een gloeiend gas wordt teweeggebracht door vermeerdering der dichtheid van het stralende lichaam en door temperatuursverhooging <sup>1)</sup>. Nu wordt ongetwijfeld onder den invloed van den magneet de vorm van de vlam anders (wat gemakkelijk te zien is) en daarmee dus de temperatuur. Men zou dus geneigd zijn alleen daardoor het verschijnsel te verklaren.

7. Niet zoo gemakkelijk schijnt het een andere proef te verklaren. Een porseleinen buis, van binnen en van buiten verglaasd, werd tusschen de polen horizontaal opgesteld met de as loodrecht op

---

<sup>1)</sup> Zie echter ook PRINGSHEIM (Wied. Ann. 45, p. 457, 1892).

de verbindingslijn der polen. De inwendige middellijn van de buis bedraagt 18 mM., de wanddikte 2 mM. De lengte van de buis is 15 cM. Aan de einden zijn op de buis <sup>1)</sup> geschoven, nauwsluitende stukken, waarop doppen met parallelle glasplaten voorzien geschroefd kunnen worden. Om die stukken zijn aangebracht kleine watermantels. Met doorstroomend water kunnen aldus de koperen stukken en daarmee de glasplaten voldoende koel worden gehouden, wanneer de porseleinen buis gloeiend wordt gemaakt.

Verder zijn dicht bij de glasplaten aan de koperen stukken zijbuisjes aangebracht, die door kranen kunnen worden afgesloten.

Een groote BUNSEN-vlam kon de buis ongeveer over een afstand van 8 cM. gloeiend maken. Het licht van een electrische lamp, die zijdelings een paar meters van den electromagneet af stond om inwerking daarvan op den lichtboog te vermijden, werd door een metaalspiegel door de buis geworpen. Met het tralie werd nu het spectrum van het booglicht ontworpen. Met de loupe werd ingesteld op de *D*-lijnen. Dit kan zeer nauwkeurig geschieden, daar in 't midden der lichtende *D*-lijnen door zelf-omkeering zeer fijne absorptielijnen voorkomen. In de porseleinen buis werd nu een stukje natriummetaal gebracht. De BUNSEN-vlam wordt aangestoken en de verhitting neemt een aanvang. Een

---

<sup>1)</sup> PRINGSHEIM gebruikt bij zijn onderzoek over de straling der gassen een soortgelijke buis, l. c. p. 430.

gekleurde damp begint weldra de buis te vullen, die eerst violet, dan blauw en groen wordt en eindelijk onzichtbaar is voor 't bloote oog. In 't spectrum neemt bij 't stijgen van de temperatuur het absorptie-gebied snel af. Alleen in de buurt der *D*-lijnen is een sterke absorptie. Eindelijk worden de 2 absorptie *D*-lijnen zichtbaar. Op dit oogenblik worden de polen van den electromagneet tot vlak bij de buis geschoven, zoodat hun afstand ongeveer 24 mM. bedraagt. De absorptielijnen zijn nu vrij scherp geworden over het grootste deel hunner lengte. Aan het onder einde loopen ze echter breed uit, een gevolg van de grootere dichtheid van de *Na*-damp in het onderste deel der buis. Wordt nu de stroom gesloten, dan ziet men onmiddellijk de lijnen *breeder* en *zwarter* worden en onmiddellijk weer in hun ouden vorm terugkeeren bij 't verbreken van den stroom. De proef kan naar willekeur herhaald worden, tot op 't oogenblik waarop alle natrium verdwenen is.

Dit verdwijnen van 't natrium moet voornamelijk worden toegeschreven aan de inwerking er van op 't glazuur der buis. Bij verdere proeven werd daarom ook een niet-geglazuurde buis genomen.

8. Voor de laatste proef (7) zal men mogelijk nog eene verklaring in de volgende richting willen zoeken. De gebruikte buis is zeker boven en beneden niet even warm geweest, verder was de dichtheid van den *Na*-damp, zooals uit den vorm der *D*-lijnen blijkt (7) merkbaar verschillend op ver-

schillende hoogte. Convectiestroomen ten gevolge van het temperatuursverschil tussehen boven en ondervlak waren dus zeker aanwezig. Onder zekere voor de hand liggende onderstellingen kan men berekenen dat ten gevolge van het aanzetten van den electromagneet drukverschillen in de buis ontstaan van dezelfde orde van grootte als die van het temperatuurverschil afkomstig zijn.

Bij de magnetisatie zal dus bijv. de onderste dichtere laag dientengevolge meer naar het midden der buis gebracht worden. De lijnen zullen verbreed worden. Hun breedte op een bepaalde hoogte wordt toch voornamelijk bepaald door het aantal gloeiende deeltjes op die hoogte in de richting van de as der buis. Hoewel deze verklaring nog tot enkele moeilijkheden voert, valt er zeker iets voor te zeggen.

9. De in (8) aangeduide verklaring van de verbreeding der lijnen is niet meer toepasselijk op de volgende wijziging der proef, waarbij een niet-geglazuurde buis werd gebruikt. De buis was inwendig 10 mM. wijd, de wanddikte bedroeg ruim 1 mM. De polen van den electromagneet konden op 14 mM. afstand gebracht worden. De buis werd inplaats van met een BUNSEN-vlam met een blaasvlam in het midden helder roodgloeiend gehouden. De blaasvlam en de kleinere middellijn der buis maken het gemakkelijker deze boven en beneden op dezelfde temperatuur te brengen. Deze was nu hooger dan vroeger (7) en de *Na*-lijnen blijven

voortdurend zichtbaar <sup>1)</sup>). Men kan nu afwachten tot op verschillende hoogten de *Na*-damp dezelfde dichtheid heeft. Door voortdurende draaiing der buis om haar as heb ik dit nog bevorderd. De absorptie-lijnen zijn nu van boven tot beneden even breed. Bij aanzetten van den magneet verbreedten zich nu plotseling de absorptie-lijnen over hun geheele lengte. De verklaring volgens de wijze van (8) gaat nu niet op.

10. Gaarne had ik de uitwerking der magnetisatie op 't spectrum eener vaste stof onderzocht. Erbiumoxyd heeft zooals BUNSEN en BAHR hebben gevonden de merkwaardige eigenschap bij gloeiing een spectrum met heldere lijnen te geven. Bij de door mij gebruikte dispersie blijken die lijnen echter voor mijn doel niet scherp genoeg te zijn.

11. De verschillende proeven, van 3 tot 9, hebben het steeds waarschijnlijker gemaakt, dat de absorptie- en dus ook de emissielijnen eener gasvormige stof door magnetische krachten worden verbreed. Is dit het geval, dan zouden dus onder den invloed van een magnetisch veld naast de eigen trillingen der atomen, die het gewone lijnenspectrum teweegbrengen, trillingen van andere periode optreden. Ik hoop door voortgezet onderzoek te kunnen uitmaken of het inderdaad onvermijdelijk is deze specifieke werking der magnetisatie aan te nemen.

---

<sup>1)</sup> PRINGSHEIM l. c. p. 456.

UIT de voorstelling die ik mij ten slotte gevormd had, van den aard der krachten, die in het magnetische veld op de atomen werken, scheen mij te volgen dat bij een bandenspectrum en uitwendige magnetische krachten het door mij bij een lijnspectrum gevonden verschijnsel zou uitblijven.

Het is toch zeer waarschijnlijk dat het onderscheid tusschen een banden- en een lijnspectrum niet op een quantitatief, maar op een kwalitatief verschil berust <sup>1)</sup>. Bij een bandenspectrum heeft men met samengestelde moleculen te doen, bij een lijnspectrum met sterk gedissocieerde moleculen met weinig atomen. Het verder onderzoek heeft doen zien, dat de voorstelling die ik mij over de oorzaak der verbreeding bij een lijnspectrum vormde inderdaad in hoofdzaak juist was.

13. Een glazen buis aan de einden met planparallelle glasplaten gesloten, werd opgesteld tusschen de polen van den RUHMKORFF, op dezelfde wijze als de porseleinen buis van § 7. Door een onder de buis geplaatst gasvlammetje werd het jodium verdampt, zoodat de violette damp de buis vulde.

Met behulp van electrisch licht werd het absorptiespectrum bekeken. Wegens de lage temperatuur is

---

<sup>1)</sup> KAYSER in WINKELMANN's Handbuch II. 1 p. 421.



dit het bandenspectrum. Bij de groote gebruikte dispersie ziet men in de banden een zeer groot aantal fijne donkere lijnen. Wordt de stroom om den magneet gesloten dan ziet men, in tegenstelling met wat de proeven met *Na*-damp leeren, *geen* verandering in de donkere lijnen. Het uitblijven van 't verschijnsel in dit geval geeft steun aan de opvatting dat ook zelfs in de eerste proef met *Na*-damp (§ 7) de convectiestroomen zonder invloed zijn geweest. Want nu zijn de convectiestroomen tengevolge der magnetisatie, die ik in dit geval nog mogelijk achtte, blijkbaar onvoldoende om eene verandering van het spectrum teweeg te brengen, en ofschoon ik dit niet aan den vorm der absorptielijnen zien kon (vg. § 7) is ook het bandenspectrum van jodium evenals het lijnspectrum zeer gevoelig voor dichtheids- en temperatuursveranderingen.

14. Al stelden mijne hulpmiddelen mij ook niet in staat anders dan eene voorloopige ruwe meting te verrichten zoo meende ik toch dat het van belang was het bedrag van de magnetische verandering van den trillingstijd bij benadering vast te stellen. De verbreeding der *D*-lijnen naar weerszijden bedroeg zoowat  $\frac{1}{40}$  van den afstand dier lijnen, terwijl de sterkte van het magneetveld zoo ongeveer  $10^4$  bedroeg. Daaruit volgt dus een positieve en negatieve magnetische verandering van  $\frac{1}{40000}$  van den trillingstijd.

15. De gedachtengang, die ik in (1) noemde en waardoor ik er toe kwam naar een invloed der

magnetisatie te zoeken was aanvankelijk deze. Is de beschouwing juist dat in een magnetisch veld een rotatiebeweging van den aether om de krachtlijnen bestaat (KELVIN en MAXWELL) en mag men zich de lichtstraling voorstellen als veroorzaakt door de bewegingen van atomen, t.o.v. het zwaartepunt van het molecuul, in allerlei banen, stel voor de eenvoudigheid rondvliegend in cirkels, dan zal de trillingstijd of wat hetzelfde is de omloopstijd in die cirkels door tusschen de atomen werkende krachten worden bepaald en zullen onder den invloed van de uit de magnetisatie voortvloeiende storende krachten tusschen aether en atomen, naar beide kanten afwijkingen in den trillingstijd kunnen voorkomen. Het teeken van die afwijking zal natuurlijk bepaald worden door den zin der beweging gezien van uit de krachtlijnen. De afwijking zal des te grooter zijn naarmate het vlak van een cirkel meer tot een stand loodrecht op de krachtlijnen nadert.

16. Iets later helderde ik mij de zaak op door te denken aan den invloed uitgeoefend op de periode van een trillend systeem wanneer dit gekoppeld wordt aan een ander dat in snelle rotatie verkeert. Lord KELVIN heeft, nu 40 jaar geleden, het volgend mechanisch probleem opgelost <sup>1)</sup>. De uiteinden van een dun koord zijn vastgemaakt aan de 2 einden van een horizontale staaf, die met constante hoeksnelheid om een verticale as door zijn midden wordt

---

<sup>1)</sup> Proc. R. S. 1856.

rondgedraaid, een tweede koord met een materieel punt bezwaard is midden aan het eerste vastge maakt. Onderzocht wordt nu de beweging bij een kleine verstoring van het punt. Bij groote hoeksnelheid wordt de oplossing vrij eenvoudig. Cirkelvormige bewegingen van het punt in verschillenden zin doorloopen, hebben iets andere perioden. Vergelijkt men den dubbelslinger met een lichtend atoom en de beweging van de draaiende staaf met de rotatiebeweging om de magnetische krachtlijnen, dan is de toepassing op ons geval duidelijk.

Het behoeft wel geen betoog dat aan de bovengenoemde beschouwingen hoogstens als aanwijzing van min of meer analoge gevallen eenige waarde toekomt. Ik deel ze echter mede omdat ze de eerste aanleiding tot mijn proeven waren.

17. Tot een werkelijke verklaring van de magnetische verandering van den trillingstijd scheen mij de theorie van Prof. LORENTZ den weg te wijzen.

In die theorie wordt aangenomen, dat zich in alle lichamen kleine, electrisch geladen massadeeltjes bevinden, dat alle electrische verschijnselen op de ligging en beweging dezer „ionen” berusten en dat de lichttrillingen vibraties dier ionen zijn. Door de lading, ligging en beweging der ionen is dan de toestand in den aether geheel bepaald. Op zoo'n ion werken, wanneer het zich door een magnetisch veld beweegt, mechanische krachten als die waarvan boven sprake was en die dan ook de verandering in trillingstijd moeten verklaren. Prof. LORENTZ

wien ik deze beschouwing mededeelde, heeft dadelijk de vriendelijkheid gehad mij aan te geven op welke wijze de beweging van een ion in een magnetisch veld volgens zijne theorie wordt bepaald, en er mij op gewezen, dat was de verklaring die uit zijne theorie voortvloeide juist, de spectraalstreep aan de randen circulair gepolariseerd moet zijn. Het bedrag van de verbreeding van de spectraalstreep zou dan gebruikt kunnen worden om te zien welke verhouding tusschen lading en massa men in deze theorie aan een deeltje dat de beschouwde lichttrillingen uitvoert toeschrijven moet.

De zooevengenoemde hoogst belangrijke gevolgtrekking van Prof. LORENTZ, omtrent den polarisatietoestand in de magnetisch verbrede spectraallijn heb ik door de proefneming geheel bevestigd gevonden. (§ 20).

18. We zullen nu de bewegingsvergelijkingen opstellen voor een trillend ion, dat zich in het  $XY$ -vlak beweegt in een homogeen magnetisch veld, waarin de magnetische kracht in de richting der positieve  $Z$ -as loopt en de waarde  $H$  heeft. We denken ons daarbij het coördinaten-systeem zóó gekozen, dat van uit de positieve  $Z$ -as gezien, men door een draaiing over  $90^\circ$  in een richting tegengesteld aan die van den uurwijzer de  $+X$ -as met de  $+Y$ -as doet samenvallen. Laat  $e$  de lading (in electromagnetische maat) van het positief geladen ion zijn, en  $m$  zijn massa. De bewegingsvergelijkingen zijn dan:

$$\left. \begin{aligned} m \frac{d^2 x}{dt^2} &= -k^2 x + e H \frac{dy}{dt} \\ m \frac{d^2 y}{dt^2} &= -k^2 y - e H \frac{dx}{dt} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)^* )^1$$

De eerste term van het tweede lid drukt de gewone elastische kracht uit, die het ion naar zijn evenwichtsstand terug drijft, de tweede de mechanische kracht die van het magnetisch veld afkomstig is.

Hieraan wordt voldaan door:

$$\left. \begin{aligned} x &= \alpha e^{st} \\ y &= \beta e^{st} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

mits:

$$\left. \begin{aligned} m s^2 \alpha &= -k^2 \alpha + e H s \beta \\ m s^2 \beta &= -k^2 \beta - e H s \alpha \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

Hierin zijn nu  $m$ ,  $k$ ,  $e H$ , als gegeven te beschouwen.

In 't bijzonder interesseert ons de trillingstijd  $T$ .

Is  $H = 0$  dan volgt uit (3)

$$s = i \frac{k}{\sqrt{m}} = i \frac{2\pi}{T},$$

of:

$$T = \frac{2\pi \sqrt{m}}{k} \dots\dots\dots (4)$$

---

\*) Met een \* wordt hier en in het vervolg verwezen naar opmerkingen van de uitgevers van dezen herdruk, die men telkens aan het einde der verhandeling vindt.

<sup>1</sup>) Deze vergelijkingen hebben denzelfden vorm als die voor den slinger van POUCAULT en leiden natuurlijk tot overeenkomstige resultaten.

Is  $H$  niet 0, dan vindt men uit (3) bij benadering

$$s = i \frac{k}{\sqrt{m}} \left( 1 \mp \frac{eH}{2k\sqrt{m}} \right)$$

Noemt men  $T'$  den trillingstijd in dit geval dan is:

$$T' = \frac{2\pi\sqrt{m}}{k} \left( 1 \pm \frac{eH}{2k\sqrt{m}} \right) \dots\dots\dots (5)$$

De verhouding van de verandering in trillings-tijd tot den oorspronkelijken trillingstijd wordt:

$$\frac{eH}{2k\sqrt{m}} = \frac{e}{m} \cdot \frac{HT}{4\pi} \dots\dots\dots (6)$$

Een bijzondere oplossing van (1) is die waarbij de ionen zich bewegen in cirkels. Bewegen ze zich in positieve richting (d. w. z. in de richting van de wijzers van een uurwerk voor een waarnemer die aan den kant staat waarheen de krachtlijnen loopen) dan is de periode iets kleiner, dan wanneer ze zich in negatieve richting bewegen. De periode wordt in het eerste geval bepaald door de waarde van (5) met het benedenste teeken, in 't tweede geval met het bovenste.

De algemeene oplossing van (1) leert dat behalve cirkels door de ionen ook beschreven worden ellip-tische banen, die langzaam draaien.

In 't algemeene geval dat de oorspronkelijke be-weging van het ion een willekeurigen stand in de ruimte heeft, blijkt het gemakkelijk dat de projectie der beweging op het  $XY$ -vlak hetzelfde karakter behoudt. De projectie der beweging op de  $Z$ -as is een gewone enkelvoudige trilling, zij is onafhan-

kelijk van en heeft geen invloed op die in 't  $XY$ -vlak en ondergaat dus geen inwerking van de magnetische krachten. Natuurlijk is de nu gegeven beschouwing over de beweging van een ion alleen bedoeld als allereerste schets van een theorie der lichtbewegingen.

19. Stellen we ons een waarnemer voor die een vlam, geplaatst in een magnetisch veld bekijkt in zoodanige richting dat de krachtlijnen van hem af of naar hem toe loopen. Denken we ons dat die waarnemer de ionen van § 18 zelf in hun beweging kan volgen, dan zal het volgende worden opgemerkt. Er zullen ionen zijn die zich in cirkels bewegen en die dus circulair gepolariseerd licht uitzenden, doorloopen ze die rechtsom dan zal de trillingstijd bijv. grooter zijn dan toen er geen magneetveld was, linksom dan zal deze kleiner zijn. Er zullen ook ionen zijn die schijnen stil te staan en die zich in werkelijkheid met onveranderden trillingstijd evenwijdig aan de krachtlijnen bewegen. In de derde plaats zullen er ionen zijn die zich schijnen te bewegen in draaiende elliptische banen.

Wil men overwegen welke toestand in den aether wordt opgewekt door de zich bewegende ionen, dan kan men gebruik maken van den volgenden regel, die door Prof. LORENTZ uit de algemeene theorie is afgeleid. Heeft in een molecuul een ion  $P$  — waarvan de evenwichtsstand  $P_0$  moge heeten — twee of meer bewegingen *tegelijk*, in dien zin dat de vector  $P_0 P$  op elk oogenblik verkregen wordt

door de vectoren  $P_0 P$  die op datzelfde tijdstip bij de afzonderlijke bewegingen zouden voorkomen samen te stellen, dan wordt in den aether, op een afstand die zeer groot is, in vergelijking met  $P_0 P$ , de toestand verkregen door die, welke in de bedoelde afzonderlijke gevallen bestaan zouden, op elkander te superponeeren.

Hieruit kan men vooreerst afleiden dat eene cirkelvormige beweging van een ion in punten, die op de as liggen circulair gepolariseerd licht geeft.

Verder kan men in plaats van de boven beschouwde elliptische banen eene andere voor ons doel meer geschikte ontbinding kiezen. Men kan n.l. de beweging die het ion heeft vóór de magnetische kracht werkt, ontbinden in eene rechtlijnige trilling evenwijdig aan de  $Z$ -as en twee cirkelvormige (rechts en links loopende) in het  $XY$ -vlak.

De eerste blijft onder den invloed der magnetische kracht onveranderd, van de laatste worden de trillingstijden gewijzigd.

Door een tralie worden de van de ionenbewegingen afkomstige trillingen gesorteerd naar den trillingstijd dus de geheele beweging in drie groepen gesplitst. De streep zal een triplet vormen. In allen gevalle laat zich wel verwachten dat de spectraallijn breeder zal zijn dan zonder magneetveld en de randen circulair gepolariseerd licht zullen uitzenden <sup>1)</sup>.

---

<sup>1)</sup> Het bleek mij later dat STONEY, Trans. Dublin, IV, het optreden van dubbele en drievoudige lijnen in het spectrum



20. Elene bevestiging van de laatste gevolgtrekking mag zeker wel als een bewijs voor de juistheid van de theorie van Prof. LORENTZ worden aangezien. Ten einde door de proef hierover te beslissen werd de electromagneet van § 2, maar nu met doorboorde polen, zoo geplaatst dat de verbindingslijn der polen het midden van het tralie sneed. De *D*-lijnen werden bekeken met de loupe van FRESNEL, waarin een verticale draad was gespannen.

Tusschen het tralie en de loupe werden het  $\frac{\lambda}{4}$  plaatje en de nicol geplaatst, die ik vroeger bij het onderzoek der normale polaire terugkaatsing op een gemagnetiseerden spiegel heb gebruikt <sup>1)</sup>. Het plaatje en de nicol werden zoo ten opzichte van elkaar geplaatst, dat rechts circulair gepolariseerd licht werd uitgeblusht. Nu moet volgens het vorige de verbreede spectraallijn aan den eenen kant rechts aan den anderen links circulair gepolariseerd zijn.

Door een draaiing van den analysator over 90° moet het licht, dat eerst werd uitgeblusht, worden doorgelaten en omgekeerd. Of wel keert men de richting van den stroom om, dan moet als eerst de rechter helft der lijn in den toestel zichtbaar was, nu de linker het worden. De draad in de loupe werd op de lijn ingesteld. Bij het omkeeren van

op dergelijke wijze door de draaiing van elliptische banen der „electrons” onder invloed van storende krachten verklaren wil.

<sup>1)</sup> ZEPHAN. Zitting Akademie 26 Januari 1895.

den stroom versprong de zichtbare lijn! Deze proef kon naar willekeur herhaald worden.

21. Een geringe wijziging van bovenstaande proef is nog deze. Bij onveranderden stand van het  $\frac{\lambda}{4}$ -plaatje wordt de analysator rondgedraaid. De verbrede spectraallijn wordt dan bij één omwenteling van den analysator tweemaal breed en tweemaal smal.

22. De electromagneet werd  $90^\circ$  in een horizontaal vlak gedraaid van uit den stand van § 20, zoodat de krachtlijnen nu loodrecht stonden op de verbindingslijn van de spleet met het tralie. De randen van de verbrede spectraallijn bleken nu *lineair* gepolariseerd te zijn en wel in een vlak dat loodrecht staat op de lijn. Dit verschijnsel is onmiddellijk duidelijk uit de beschouwing van § 19. Men ziet de cirkels, waarin zich de ionen bewegen en die loodrecht op de krachtlijnen staan nu op hun kant.

23. De proeven 20 tot 22 kan men als een bewijs daarvoor beschouwen, dat de lichttrillingen veroorzaakt worden door de beweging van ionen, gelijk die door Prof. LORENTZ in zijne electriciteitstheorie zijn ingevoerd. Uit de gemeten verbreeding (§ 14) kan met behulp van betrekking (6), nu de verhouding  $\frac{e}{m}$  worden gevonden. Het blijkt dan dat  $\frac{e}{m}$  van de orde  $10^7$  is. Natuurlijk kan deze uitkomst uit de theorie slechts als een eerste benadering worden beschouwd.

24. Uit de proef van § 20 kan men afleiden of het positieve of het negatieve ion zich beweegt. Loopen de krachtlijnen in de richting naar het tralie, dan bleken de rechts circulair gepolariseerde stralen een kleineren trillingstijd te krijgen. In verband met § 17 volgt daaruit dat het de positieve \*) ionen zijn die zich bewegen of die althans een grootere baan beschrijven.

25. Vooral nu de magnetiseering der spectraallijnen in de theorie van Prof. LORENTZ geïnterpreteerd kan worden, wordt het verder onderzoek er van zeer aanlokkend. Er dringen zich al dadelijk een reeks van verdere vragen op. Het schijnt veelbelovend om voor verschillende stoffen, onder verschillende omstandigheden van temperatuur en druk, bij verschillende sterkte der magnetisatie de beweging der ionen na te gaan. Het verder onderzoek zal ook moeten uitmaken in hoeverre of de sterke magnetische krachten, die men aanneemt dat aan het oppervlak van de zon werken, de spectraallijnen daarvan kunnen wijzigen.

Deze verhandeling is herdrukt uit de Zittingsverslagen der Kon. Akademie van Wetenschappen te Amsterdam, 31 October en 28 November 1896, Deel V, pp. 181—184 en pp. 242—248. Op p. 7 eindigt de mededeeling, die in de Zitting van 31 October 1896 aangeboden en in het verslag van dezelfde Zitting geplaatst werd. Het volgende is de herdruk van de op 28 November aangeboden mededeeling. Deze laatste draagt denzelfden titel als de eerste en is bedoeld als vervolg, hetgeen behalve uit den inhoud blijkt uit de toevoeging van het cijfer II aan den titel en de doorlopende nummering

der paragrafen. In de door Prof. ZEEMAN bewerkte publicatie voor Philosophical Magazine zijn dan ook beide mededeelingen achter elkander afgedrukt en in verband daarmede is toen de slotzin van § 11 eenigszins gewijzigd vertaald. Het scheen ons echter van belang de historische toedracht juist te laten uitkomen en in het Nederlandsch beide deelen der verhandeling gescheiden te houden.

\*) p. 13. In de noot is de tekst van Phil. Mag. gevolgd.

\*) p. 19. Voor deze plaats geldt Prof. ZEEMAN's noot in verhandeling II dezer verzameling, p. 97.

## I. ON THE INFLUENCE OF MAGNETISM ON THE NATURE OF THE LIGHT EMITTED BY A SUBSTANCE

SEVERAL YEARS AGO, IN THE COURSE of my measurements concerning the KERR phenomenon, it occurred to me whether the light of a flame if submitted to the action of magnetism would perhaps undergo any change. The train of reasoning by which I attempted to illustrate to myself the possibility of this is of minor importance at present <sup>1)</sup>, at any rate I was induced thereby to try the experiment. With an extemporized apparatus the spectrum of a flame, coloured with sodium, placed between the poles of a RUHMKORFF electromagnet, was looked at. The result was negative. Probably I should not have tried this experiment again so soon had not my attention been drawn some two years ago to the following quotation from MAXWELL's sketch of FARADAY's life. Here (MAXWELL, 'Collected Works', II, p. 790) we read:—"Before we describe this result we may mention that in 1862 he made the relation between magnetism and light the subject of his very last experimental work. He endeavoured, but in vain, to detect any change in the lines of the spectrum of a flame when the flame was acted on

---

<sup>1)</sup> Cf. § 15 and § 16.

by a powerful magnet''. If a FARADAY<sup>1)</sup> thought of the possibility of the above-mentioned relation, perhaps it might be yet worth while to try the experiment again with the excellent auxiliaries of spectroscopy of the present time, as I am not aware that it has been done by others<sup>2)</sup>. I will take the liberty of stating briefly to the readers of the Philosophical Magazine the results I have obtained up till now.

2. The electromagnet used was one made by RUHMKORFF and of medium size. The magnetizing current furnished by accumulators was in most of the cases 27 amperes, and could be raised to 35 amperes. The light used was analysed by a Rowland grating, with a radius of 10 ft., and with 14,438 lines per inch. The first spectrum was used, and observed with a micrometer eyepiece with a vertical cross-wire. An accurately adjustable slit is placed near the source of light under the influence of magnetism.

3. Between the paraboloidal poles of an electromagnet, the middle part of the flame from a Bunsen burner was placed. A piece of asbestos impregnated with common salt was put in the flame in such a manner that the two *D*-lines were seen as narrow and sharply defined lines on the dark ground. The distance between the poles was

---

<sup>1)</sup> See Appendix for FARADAY's own description of the experiment.

<sup>2)</sup> See Appendix.

about 7 mm. If the current was put on, the two *D*-lines were distinctly widened. If the current was cut off they returned to their original position. The appearing and disappearing of the widening was simultaneous with the putting on and off of the current. The experiment could be repeated an indefinite number of times.

4. The flame of the BUNSEN was next interchanged with a flame of coal-gas fed with oxygen. In the same manner as in § 3, asbestos soaked with common salt was introduced into the flame. It ascended vertically between the poles. If the current was put on again the *D*-lines were widened, becoming perhaps three or four times their former width.

5. With the red lines of lithium, used as carbonate, wholly analogous phenomena were observed.

6. Possibly the observed phenomenon (§§ 3, 4, 5) will be regarded as nothing of any consequence. One may reason in this manner: widening of the lines of the spectrum of an incandescent vapour is caused by increasing the density of the radiating substance and by increasing the temperature <sup>1)</sup>. Now, under the influence of the magnet, the outline of the flame is undoubtedly changed (as is easily seen) hence the temperature and possibly also the

---

<sup>1)</sup> Cf., however, also PRINGSHEIM (Wied. Ann. xlv. p. 457, 1892).

density of the vapour is changed. Hence one might be inclined to account in this manner for the phenomenon.

7. Another experiment is not so easily explained. A tube of porcelain, glazed inside and outside, is placed horizontally between the poles with its axis perpendicular to the line joining the poles. The inner diameter of the tube is 18 mm., the outer one 22 mm. The length of the tube is 15 cm. Caps are screwed on at each end of the tube<sup>1)</sup>; these caps are closed by plates of parallel glass at one end, and are surrounded by little water-jackets. In this manner, by means of a current of water, the copper caps and the glass plates may be kept sufficiently cool while the porcelain tube is rendered incandescent. In the neighbourhood of the glass plates, side-tubes provided with taps are fastened to the copper caps. With a large BUNSEN burner the tube could be made incandescent over a length of 8 cm. The light of an electric lamp, placed sideways at about two metres from the electromagnet, in order to avoid disturbing action on the arc, was made to pass through the tube by means of a metallic mirror. The spectrum of the arc was formed by means of the grating. With the eyepiece the *D*-lines are focussed. This may be done very accurately, as in the centre of the bright

---

<sup>1)</sup> PRINGSHEIM uses similar tubes in his investigation concerning the radiation of gases, l. c. p. 430.



*D*-lines the narrow reversed lines are often seen. Now a piece of sodium was introduced into the tube. The BUNSEN flame is ignited and the temperature begins to rise. A coloured vapour soon begins to fill the tube, being at first of a violet, then of a blue and green colour, and at last quite invisible to the naked eye. The absorption soon diminishes as the temperature is increased. The absorption is especially great in the neighbourhood of the *D*-lines. At last the two dark *D*-lines are visible. At this moment the poles of the electromagnet are pushed close to the tube, their distance now being about 24 mm. The absorption-lines now are rather sharp over the greater part of their length. At the top they are thicker, where the spectrum of the lower, denser vapours was observed. Immediately after the closing of the current the lines *widen* and are seemingly *black*; if the current is cut off they immediately recover their initial sharpness. The experiment could be repeated several times, till all the sodium had disappeared. The disappearance of the sodium is chiefly to be attributed to the chemical action between it and the glazing of the tube. For further experiments therefore unglazed tubes were used.

8. One may perhaps try to account for the last experiment (§ 7) in this direction:— It is true that the tube used was not of the same temperature at the top and at the bottom; further, it appears from the shape of the *D*-lines (§ 7) that the density

of the vapour of sodium is different at different heights. Hence certainly convection-currents caused by difference of temperature between the top and bottom were present. Under certain plausible suppositions one may calculate that, by the putting on of the electromagnet, differences of pressure are originated in the tube of the same order of magnitude as those caused by the difference of temperature. Hence the magnetization will push *e. g.* the denser layer at the bottom in the direction of the axis of the tube. The lines become widened. For their width at a given height is chiefly determined by the number of incandescent particles at that height in the direction of the axis of the tube. Although this explanation still leaves some difficulties, certainly something may be said for it.

9. The explanation of the widening of the lines attempted in § 8 is no longer applicable to the following variation of the experiment, in which an unglazed tube is used. The inner diameter of the tube, about 1 mm. thick, was 10 mm. The poles of the electromagnet could be moved till the distance was 14 mm. The tube now was heated by means of the blowpipe instead of with the BUNSEN burner, and became in the middle part white hot. The blowpipe and the smaller diameter of the tube make it easier to bring the upper and lower parts to the same temperature. This is now higher than before (§ 7), and the sodium lines remain visible

continuously <sup>1)</sup>. One now can wait till the density of the sodium vapour is the same at various heights. By rotating the tube continuously round its axis I have still further promoted this. The absorption-lines now are equally broad from the top to the bottom. When the electromagnet was put on, the absorption-lines immediately widened along their whole length. Now the explanation in the manner of § 8 fails.

10. I should like to have studied the influence of magnetism on the spectrum of a solid. Oxide of erbium has, as was found by BUNSEN or BAHR, the remarkable property of giving by incandescence a spectrum with bright lines. With the dispersion used, however, the edges of these lines were too indistinct to serve my purpose.

11. The different experiments from §§ 3 to 9 make it more and more probable that the absorption- and hence also the emission-lines of an incandescent vapour are widened by the action of magnetism. Now if this is really the case, then by the action of magnetism on the free vibrations of the atoms, which are the cause of the line-spectrum, other vibrations of changed period must be superposed. That it is really inevitable to admit this specific action of magnetism is proved, I think, by the rest of the present paper.

12. From the representation I had formed to

---

<sup>1)</sup> PRINGSHEIM, l. c. p. 456.

myself of the nature of the forces acting in the magnetic field on the atoms, it seemed to me to follow that with a band-spectrum and with external magnetic forces the phenomenon I had found with a line-spectrum would not occur.

It is, however, very probable that the difference between a band- and a line-spectrum is not of a quantitative but of a qualitative kind<sup>1)</sup>. In the case of a band-spectrum the molecules are complicated, in the case of a line-spectrum the widely separated molecules contain but a few atoms. Further investigation has shown that the representation I had formed of the cause of the widening in the case of a line-spectrum in the main was really true.

13. A glass tube, closed at both ends by glass plates with parallel faces and containing a piece of iodine, was placed between the poles of the RUHMKORFF electromagnet in the same manner as the tube of porcelain in § 7. A small flame under the tube vaporized the iodine, the violet vapour filling the tube.

By means of electric light the absorption-spectrum could be examined. As the temperature is low this is the band-spectrum. With the high dispersion used, there are seen in the bands a very great number of fine dark lines. If the current round the magnet is closed, *no* change in the dark lines is observed, which is contrary to the result of the experiments with sodium vapour.

---

<sup>1)</sup> KAYSER in WINKELMANN's Handbuch, II 1, p. 421.

The absence of the phenomenon in this case supports the explanation, that even in the first experiment, with sodium vapour (§ 7), the convection-currents had no influence. For in the case now considered, the convection-currents originated by magnetism, which I believed to be possible in that case, apparently are insufficient to cause a change of the spectrum; yet, though I could not see it in the appearance of the absorption-lines (*cf.* § 7), the band-spectrum is, like the line-spectrum, very sensible to changes of density and of temperature.

14. Although the means at my disposal did not enable me to execute more than a preliminary approximate measurement, I yet thought it of importance to determine approximately the value of the magnetic change of the period.

The widening of the sodium lines to both sides amounted to about  $\frac{1}{40}$  of the distance between the said lines, the intensity of the magnetic field being about  $10^4$  C.G.S. units. Hence follows a positive and negative magnetic change of  $\frac{1}{40000}$  of the period.

15. The train of reasoning mentioned in (1), by which I was induced to search after an influence of magnetism, was at first the following:— If the hypothesis is true that in a magnetic field a rotatory motion of the aether is going on, the axis of rotation being in the direction of the magnetic forces (KELVIN and MAXWELL), and if the radiation of

light may be imagined as caused by the motion of the atoms, relative to the centre of mass of the molecule, revolving in all kinds of orbits, suppose for simplicity circles; then the period, or, what comes to the same, the time of describing the circumference of these circles, will be determined by the forces acting between the atoms, and then deviations of the period to both sides will occur through the influence of the perturbing forces between aether and atoms. The sign of the deviation of course will be determined by the direction of motion, as seen from along the lines of force. The deviation will be the greater the nearer the plane of the circle approximates to a position perpendicular to the lines of force.

16. Somewhat later I elucidated the subject by representing to myself the influence exercised on the period of a vibrating system if this is linked together with another in rapid rotatory motion. Lord KELVIN (now 40 years ago<sup>1</sup>) gave the solution of the following problem:—Let the two ends of a cord of any length be attached to two points at the ends of a horizontal arm made to rotate round a vertical axis through its middle point at a constant angular velocity, and let a second cord bearing a material point be attached to the middle of the first cord. The motion now is investigated in the case when the point is infinitely little

---

<sup>1</sup>) Proc. Roy. Soc. 1856.

disturbed from its position of equilibrium. With great angular velocity the solution becomes rather simple. Circular vibrations of the point in contrary directions have slightly different periods. If for the double pendulum we substitute a luminiferous atom, and for the rotating arm the rotational motion about the magnetic lines of force, the relation of the mechanical problem to our case will be clear.

It need not be proved that the above-mentioned considerations are at most of any value as indications of somewhat analogous cases. I communicate them, however, because they were the first motive of my experiments.

17. A real explanation of the magnetic change of the period seemed to me to follow from Prof. LORENTZ's theory <sup>1</sup>).

In this theory it is assumed that in all bodies small electrically charged particles with a definite mass are present, that all electric phenomena are dependent upon the configuration and motion of these "ions", and that light-vibrations are vibrations of these ions. Then the charge, configuration, and motion of the ions completely determine the state of the aether. The said ion, moving in a magnetic field, experiences mechanical forces of the kind above mentioned, and these must explain the variation of the period. Prof. LORENTZ, to whom

---

<sup>1</sup>) LORENTZ, *La Théorie électromagnétique de MAXWELL*. Leyde, 1892; and *Versuch einer Theorie der electrischen und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern*. Leiden, 1895.

I communicated these considerations, at once kindly informed me of the manner in which, according to his theory, the motion of an ion in a magnetic field is to be calculated, and pointed out to me that, if the explanation following from his theory be true, the edges of the lines of the spectrum ought to be circularly polarized. The amount of widening might then be used to determine the ratio between charge and mass, to be attributed in this theory to a particle giving out the vibrations of light.

The above-mentioned extremely remarkable conclusion of Prof. LORENTZ relating to the state of polarization in the magnetically widened lines I have found to be fully confirmed by experiment (§ 20).

18. We shall now proceed to establish the equations of motion of a vibrating ion, when it is moving in the plane of  $(x, y)$  in a uniform magnetic field in which the magnetic force is everywhere parallel to the axis of  $z$  and equal to  $H$ . The axes are chosen so that if  $x$  is drawn to the east,  $y$  to the north,  $z$  is upwards. Let  $e$  be the charge (in electromagnetic measure) of the positively charged ion,  $m$  its mass. The equations of motion then are:

$$\left. \begin{aligned} m \frac{d^2 x}{dt^2} &= -k^2 x + e H \frac{dy}{dt} \\ m \frac{d^2 y}{dt^2} &= -k^2 y - e H \frac{dx}{dt} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)^1$$

---

<sup>1)</sup> These equations are like those of the FOUCAULT pendulum, and of course lead to similar results.



The first term of the second member expresses the elastic force drawing back the ion to its position of equilibrium; the second term gives the mechanical force due to the magnetic field. They are satisfied by

$$\left. \begin{aligned} x &= \alpha e^{st} \\ y &= \beta e^{st} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

provided that

$$\left. \begin{aligned} m s^2 \alpha &= -k^2 \alpha + e H s \beta \\ m s^2 \beta &= -k^2 \beta - e H s \alpha \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

where  $m$ ,  $k$ ,  $e$  are to be regarded as known quantities.

For us the period  $T$  is particularly interesting. If  $H = 0$ , it follows from (3) that

$$s = i \frac{k}{\sqrt{m}} = i \frac{2\pi}{T},$$

or

$$T = \frac{2\pi \sqrt{m}}{k} \dots\dots\dots (4)$$

If  $H$  is not 0, it follows from (3) approximately that

$$s = i \frac{k}{\sqrt{m}} \left( 1 \mp \frac{e H}{2 k \sqrt{m}} \right)$$

Putting  $T'$  for the period in this case, we have

$$T' = \frac{2\pi \sqrt{m}}{k} \left( 1 \pm \frac{e H}{2 k \sqrt{m}} \right) \dots\dots\dots (5)$$

Hence the ratio of the change of period to the original period becomes

$$\frac{e H}{2 k \sqrt{m}} = \frac{e}{m} \cdot \frac{H T}{4 \pi} \dots\dots\dots (6)$$

A particular solution of (1) is that representing the motion of the ions in circles. If revolving in the positive direction (viz., in the direction of the hands of a watch for an observer standing at the side towards which the lines of force are running) the period is somewhat less than if revolving in the negative direction. The period in the first case is determined by the value of (5) with the minus sign, in the second with the plus.

The general solution of (1) shows that the ions describe, besides circles, also slowly rotating elliptical orbits. In the general case, the original motion of the ion having an arbitrary position in space, it is perfectly clear that the projection of the motion in the plane of  $(x, y)$  has the same character. The motion resolved in the direction of the axis of  $z$  is a simple harmonic motion, independent of and not disturbing the one in the plane of  $(x, y)$ , and hence one not influenced by the magnetic forces. Of course, the consideration of the motion of an ion now given is only to be regarded as the very first sketch of the theory of luminiferous motions.

19. Imagine an observer looking at a flame placed in a magnetic field in a direction such that the lines of force run towards or from him.

Let us suppose that the said observer could see the very ions of § 18 as they are revolving; then the following will be remarked:—There are some ions moving in circles and hence emitting circularly polarized light; if the motion is round in the

positive direction the period will, for instance, be longer than with no magnetic field; if in the negative direction, shorter. There will also be ions seemingly stationary and really moving parallel to the lines of force with unaltered period. In the third place there are ions which seem to move in rotating elliptical orbits.

If one desires to know the state of the aether originated by the moving ions one may use the following rule, deduced by Prof. LORENTZ from the general theory: — Let us suppose that in a molecule an ion  $P$  — of which the position of equilibrium is  $P_0$  — has two or more motions *at the same time*, viz. let the vector  $P_0P$  always be obtained by adding the vectors  $P_0P$  which should occur in each of the component motions at that moment; then the state in the aether at a very great distance in comparison with  $P_0P$  will be obtained by superposing the states which would occur in the two cases taken separately.

Hence it follows in the first place that a circular motion of an ion gives circularly polarized light to points on the axis of the circle.

Further, one may choose instead of the above considered elliptical orbits a resolution more suited to our purpose. One may resolve the motion of the ion, existing before the putting on of the magnetic force, into a rectilinear harmonic motion parallel to the axis of  $z$  and two circular (right-handed and left-handed) motions in the plane of  $(x, y)$ .

The first remains unchanged under the influence of the magnetic force, the periods of the last are changed.

By the action of the grating the vibrations originated by the motion of the ions are sorted according to the period, and hence the complete motion is broken up into three groups. The line will be a triplet. At any rate one may expect that the line of the spectrum will be wider than in the absence of the magnetic field, and that the edges will give out circularly-polarized light <sup>1)</sup>).

20. A confirmation of the last conclusion may be certainly taken as a confirmation of the guiding idea of Prof. LORENTZ's theory. To decide this point by experiment, the electromagnet of § 2, but now with pierced poles, was placed so that the axes of the holes were in the same straight line with the centre of the grating. The sodium lines were observed with an eyepiece with a vertical cross-wire. Between the grating and the eyepiece were placed the quarter-undulation plate and nicol which I formerly used in my investigation of the light normally reflected from a polarly magnetized iron mirror <sup>2)</sup>).

<sup>1)</sup> I saw afterwards that STONEY, Trans. Roy. Soc. Dublin, iv., endeavours to explain the existence of doublets and triplets in a spectrum by the rotation of the elliptical orbits of the „electrons” under the influence of perturbing forces.

<sup>2)</sup> ZEEMAN, ‘Communications of the Leyden Laboratory’, no. 15.

The plate and the nicol were placed relatively in such a manner that right-handed circularly polarized light was quenched. Now according to the preceding the widened line must at one edge be right-handed circularly-polarized, at the other edge left-handed. By a rotation of the analyser over  $90^\circ$  the light that was first extinguished will be transmitted, and *vice versa*. Or, if first the right edge of the line is visible in the apparatus, a reversal of the direction of the current makes the left edge visible. The cross-wire of the eyepiece was set in the bright line. At the reversal of the current the visible line moved! This experiment could be repeated any number of times.

21. A small variation of the preceding experiment is the following. With unchanged position of the quarter-wave plate the analyser is turned round. The widened line is then, during one revolution, twice wide and twice fine.

22. The electromagnet was turned  $90^\circ$  in a horizontal plane from the position of § 20, the lines of force now being perpendicular to the line joining the slit with the grating. The edges of the widened line now appeared to be plane polarized, at least in so far as the present apparatus permitted to see, the plane of polarization being perpendicular to the line of the spectrum. This phenomenon is at once evident from the consideration § 19. The circular orbits of the ions being perpendicular to the lines of force are now seen on their edges.

23. The experiments 20 to 22 may be regarded as a proof that the light-vibrations are caused by the motion of ions, as introduced by Prof. LORENTZ in his theory of electricity. From the measured widening (§ 14) by means of relation (6), the ratio  $e/m$  may now be deduced. It thus appears that  $e/m$  is of the order of magnitude  $10^7$  electromagnetic C. G. S. units. Of course this result from theory is only to be considered as a first approximation.

24. It may be deduced from the experiment of § 20 whether the positive or the negative ion revolves.

If the lines of force were running towards the grating, the right-handed circularly-polarized rays appeared to have the smaller period. Hence in connexion with § 18 it follows that the positive \*) ions revolve, or at least describe the greater orbit.

25. Now that the magnetization of the lines of a spectrum can be interpreted in the light of the theory of Prof. LORENTZ, the further consideration of it becomes specially attractive. A series of further questions already present themselves. It seems very promising to investigate the motion of the ions for various substances, under varying circumstances of temperature and pressure, with varying intensities of the magnetization. Further

---

\*) An asterisk refers throughout to remarks by the editors to be found at the end of each paper.

inquiry must also decide as to how far the strong magnetic forces existing according to some at the surface of the sun may change its spectrum.

The experiments described have been made in the Physical Laboratory at Leyden, to the Director of which, Prof. KAMERLINGH ONNES, I am under great obligations for continuous interest in the present subject.

Amsterdam, Jan. 1897.

## APPENDIX

Since the publication of my original paper in the Proceedings of the Academy at Amsterdam, and while the present paper was in the press, I have become acquainted with two attempts, till now unknown to me, in the same direction, and also with the original account of FARADAY's experiment referred to in § 1. The last is to be found in FARADAY's 'Life' by Dr. BENICE JONES, vol. ii. p. 449 (1870), and as it is extremely remarkable I will reprint it here:

"1862 was the last year of experimental research. STEINHEIL's apparatus for producing the spectrum of different substances gave a new method by which the action of magnetic poles upon light could be tried. In January he made himself familiar with the apparatus, and then he tried the action of the great magnet on the spectrum of chloride of sodium, chloride of barium, chloride of strontium, and chloride of lithium".

On March 12 he writes: "Apparatus as on last day (January 28), but only ten pairs of voltaic battery for the electromagnet.

"The colourless gas-flame ascended between the poles of the magnet, and the salts of sodium, lithium, &c. were used to give colour. A NICOL's polarizer was placed just before the intense magnetic field, and an analyser at the other extreme of the apparatus. Then the electromagnet was made, and unmade, but not the slightest trace of effect on or change in the lines in the spectrum was observed in any position of polarizer or analyser.

"Two other pierced poles were adjusted at the magnet, the coloured flame established between them, and only that ray taken up by the optic apparatus which came to it along the axis of the poles, *i. e.* in the magnetic axis, or line of magnetic force. Then the electromagnet was excited and rendered neutral, but not the slightest effect on the polarized or unpolarized ray was observed".

"This was the last experimental research that FARADAY made".

In 1875 we have a paper by Prof. TAIT, who has kindly sent me a copy, "On a Possible Influence of Magnetism on the Absorption of Light, and some correlated subjects" (Proc. Roy. Soc. of Edinburgh, Session 1875—76, p. 118). Prof. TAIT remarks that a paper by Professor FORBES, read at the Society, and some remarks upon it by MAXWELL, have recalled to him an experiment tried by him



several times, but which hitherto has led to no result. Then the paper proceeds:—

“The idea is briefly this. — The explanation of FARADAY’S rotation of the plane of polarization of light by a transparent diamagnetic requires, as shown by THOMSON, molecular rotation of the luminiferous medium. The plane-polarized ray is broken up, while in the medium, into its circularly-polarized components, one of which rotates with the aether so as to have its period accelerated, the other against it in a retarded period. Now, suppose the medium to absorb one definite wave-length only, then — if the absorption is not interfered with by the magnetic action — the portion absorbed in one ray will be of a shorter, in the other of a longer, period than if there had been no magnetic force; and thus, what was originally a single dark absorption line might become a double line, the components being less dark than the single one.”

Hence here the idea is perfectly clearly expressed of the experiment, tried in vain; an idea closely akin to that of § 15 above, both being in fact founded on KELVIN’S theory of the molecular rotation of the luminiferous medium, though not directly applicable to the experiment of § 9, in which case the lines of magnetic force are perpendicular to the axis of the tube.

In the second place I have to mention two papers by the late M. FIEVEZ, to which attention has been drawn by M. VAN AUBEL, in a letter to Prof. ONNES

and intended for communication to the Academy of Sciences, Amsterdam. Prof. ONNES read the letter at the January meeting, and made at the same time some explanatory remarks of which in the following I make free and extensive use. The papers referred to are:—M. FIEVEZ, “De l’Influence du Magnétisme sur les caractères des Raies spectrales” (*Bulletin de l’Acad. des Sciences de Belgique*, 3<sup>e</sup> série, tome ix, p. 381, 1885); and FIEVEZ, “Essai sur l’Origine des Raies de FRAUNHOFER, en rapport avec la Constitution du Soleil” (*l.c.* 3<sup>e</sup> série, tome xii. p. 30, 1886). Here experiments are described as in §§ 4 and 13 of the present paper. Nothing, however, is observed about the widening of the absorption-lines, nor about the polarization of the emitted light. The results obtained by M. FIEVEZ merit careful attention and consideration. He has observed with a flame in a magnetic field not only widening but reversal and double reversal of the lines of the spectrum, the lines at the same time becoming more brilliant. Unfortunately quantitative details are not given. The facts observed in some cases by FIEVEZ are qualitatively not in accordance with my observations or what is to be deduced from my results. Hence even in the cases where the results are qualitatively in accordance, the question remains whether FIEVEZ has observed *the same phenomenon*. The field used by FIEVEZ seems to have been more intense than the one I had at my disposal. Is it possible perhaps to account

in this manner for the "double renversement (c'est-à-dire l'apparition d'une raie brillante au milieu de la raie noire élargie)"? I think the answer must be in the negative. For, arguing from § 19, a line must widen, or else, the field being very intense, become a triplet. We cannot but understand from FIEVEZ's description of the experiment that the light was emitted perpendicular to the lines of force. Now the double reversed line of FIEVEZ is not the triplet to be expected from theory, for it is expressly stated by FIEVEZ that the line experimented upon is not the simple line of the spectrum, but one previously widened and reversed (by some agency independent of magnetism). By the action of magnetism a brilliant line in the centre of the black line appears. Hence perhaps one may interpret the case of double reversal as a direct action of magnetism, but then only as a doubling of the absorption-line and not as a division of the original line into three parts. As the application of LORENTZ's theory given in § 18 is confessedly only a very first sketch, further theoretical and experimental evidence is wanted before we are able to decide whether in the experiment of FIEVEZ a specific action of magnetism on light or perturbing circumstances have been prevalent. Indeed one may make the same objection to M. FIEVEZ's experiment as I myself have made to my own analogous experiment in § 6.

The whole of the phenomena observed by FIEVEZ

can readily be attributed to a change of temperature by the well-known actions of the field upon the flame (change in its direction or outline, magnetic convection, &c.); and the last sentence of his paper states that “les phénomènes qui se manifestent sous l’action du magnétisme sont identiquement les mêmes que ceux produits par une élévation de température”. The negative result obtained by FIEVEZ with absorption-spectra would without further consideration (as in § 12) point in the same direction. The inference to be drawn from FIEVEZ’s experiments alone would rather be, I think, that the temperature of the flame is changed in his experiments than that a specific action of magnetism on the emission and absorption of light exists. By experiments already in progress I hope to settle the dubious points.

Summarizing we may say:— Had the experiments of FIEVEZ come to my knowledge they would have been a motive for me to further investigation, FIEVEZ not having prosecuted his inquiry up to a decisive result. At least at present it remains even doubtful whether the phenomenon observed by FIEVEZ with a magnetized flame is really to be attributed to *the specific action of the magnetic field on the period of the vibrations of light*, which I have found and undoubtedly proved by the experimental confirmation of LORENTZ’s predictions.

Amsterdam, February 1897.

This paper (without the Appendix) was published originally in: Zittingsverslagen der Kon. Akademie van Wetenschappen te Amsterdam, October 31<sup>st</sup> and November 28<sup>th</sup> 1896. English translations that differ only slightly from each other have been given together with the Appendix in: Communications from the Physical Laboratory at the University of Leiden 33 and 36, Philosophical Magazine (5) XLIII (March 1897) pp. 226—237 (from which the paper has been reprinted here) and Astrophysical Journal V (1897) pp. 332—347.

\*) p. 38. As regards this statement see Prof. ZEEMAN's note to paper of this collection p. 97.

## I. DE L'INFLUENCE D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE SUR LA LUMIÈRE ÉMISE PAR UN CORPS

**I**L Y A QUELQUES ANNÉES, DES MESURES relatives au phénomène de KERR m'ont conduit à l'idée qu'un champ magnétique pourrait changer la lumière émise par une flamme, et m'ont sollicité à en faire l'expérience. Au moyen d'une installation provisoire j'ai observé le spectre d'une flamme de sodium, placée entre les pôles d'un électro-aimant de RUHMKORFF. Le résultat fut négatif. Je ne serais probablement pas revenu de sitôt sur cette expérience, si je n'étais pas tombé il y a deux ans sur le passage suivant d'une notice de MAXWELL sur FARADAY (MAXWELL Collected Works II p. 790) : „Before we describe this result we may mention that in 1862 he made the relation between magnetism and light the subject of his very last experimental work. He endeavoured, but in vain, to detect any change in the lines of the spectrum of a flame when the flame was acted on by a powerful magnet”. Si un FARADAY <sup>1)</sup> a songé à la possibilité de cette relation, il n'était peut-être pas inutile de reprendre l'expé-

---

<sup>1)</sup> Voir dans l'appendice la description de cette expérience dans les termes mêmes employés par FARADAY.

rience, qui, je pense, n'a pas été refaite jusqu'ici <sup>1)</sup>, en profitant des moyens actuels de l'analyse spectrale. Qu'il me soit permis d'exposer ici les résultats de mes recherches.

2. Je me suis servi d'un électro-aimant de RUHMKORFF de moyenne dimension. Le courant était produit par une batterie d'accumulateurs et atteignait le plus souvent 27 ampères, mais pouvait être poussé à 35. La lumière de la source lumineuse était analysée par un réseau de ROWLAND, d'une courbure de 10 pieds anglais de rayon, et de 14438 traits par pouce. J'observai le spectre primaire à l'aide d'une loupe de FRESNEL. Une fente facile à changer fut placée tout près de la source lumineuse, exposée à l'action de l'aimant.

3. Entre les pôles paraboloidaux de l'électro-aimant passait la partie moyenne d'une flamme de BUNSEN. Un morceau d'asbeste imprégné de sel plongeait dans la flamme; les deux raies *D*, vues à la loupe, se dessinaient nettes et fines sur le fond obscur. La distance des pôles était d'environ 7 mm. Sous l'action du courant les deux raies s'élargissaient notablement, et revenaient à leur largeur primitive après la rupture. L'action était instantanée et pouvait être observée aussi souvent qu'on le désirait.

4. J'ai remplacé le brûleur de BUNSEN par une lampe oxy-hydrique. Comme au § 3 de l'asbeste

<sup>1)</sup> Voir l'appendice.

imbibée de sel plongeait dans la flamme, qui s'élevait verticalement entre les deux pôles. Après fermeture du courant les raies s'élargissaient encore, jusqu'à prendre 2 à 3 fois leur largeur primitive.

5. La ligne rouge du lithium, employé sous forme de carbonate, présenta des phénomènes en tous points analogues.

6. Peut-être ne verra-t-on dans ce phénomène (3, 4, 5) rien de bien particulier. On peut, en effet, raisonner de la façon suivante: l'élargissement des raies d'un gaz incandescent provient d'une augmentation de température <sup>1)</sup>. Or, sans doute, l'aimantation modifie la forme de la flamme (comme on peut le voir directement) donc aussi sa température. On serait donc tenté de voir là toute l'explication du phénomène.

7. Il ne paraît toutefois pas aussi simple d'expliquer une autre expérience. Un tube de porcelaine, émaillé à l'intérieur et à l'extérieur, fut installé horizontalement entre les pôles avec l'axe perpendiculaire à la ligne des pôles. Le tube avait 18 mm. de diamètre intérieur, et une paroi épaisse de 2 mm. sur 15 cm. de longueur. Ce tube <sup>2)</sup> portait à ses extrémités des pièces de métal, munies de plaques de verre à faces parallèles, et entourées de petits réfrigérants, dans lesquels passait un courant

<sup>1)</sup> Voir cependant PRINGSHEIM (Wied. Ann. 45, p. 457, 1892).

<sup>2)</sup> PRINGSHEIM employa un tube analogue dans ses recherches sur le rayonnement du gaz, l. c. p. 430.



d'eau froide, qui, alors même que le tube de porcelaine était incandescent, refroidissait suffisamment le métal et les plaques de verre.

Tout près des plaques de verre les pièces de cuivre portent des tubes latéraux, que des robinets peuvent fermer.

Une grande flamme de BUNSEN portait le tube à l'incandescence sur une longueur de 8 cm. La lumière d'une lampe électrique, distante de 2 m. de l'électro-aimant pour éviter l'action de ce dernier sur l'arc voltaïque, était réfléchiée par un miroir métallique dans le tube, et reçue sur un réseau. Le spectre ainsi obtenu fut observé à l'aide d'une loupe installée sur les raies *D*. Cette installation peut se faire d'une façon très précise, car les raies lumineuses donnent par renversement de fines raies d'absorption. Dans le tube de porcelaine fut introduit un petit fragment de sodium, la lampe de BUNSEN allumée, et le tube chauffé. Bientôt une vapeur colorée commença à remplir le tube, d'abord violette, puis bleue et verte, et enfin invisible à l'oeil nu. Par l'élévation de la température la largeur de la région d'absorption dans le spectre diminuait rapidement. Cette absorption n'était forte que dans le voisinage des raies *D*, qui bientôt devenaient visibles. A ce moment les pôles de l'électro-aimant furent placés tout près du tube, leur distance devenant ainsi 24 mm. Les lignes d'absorption étaient maintenant assez nettes sur la plus grande partie de leur longueur; à l'extrémité

inférieure cependant elles s'élargissaient, à cause d'une densité plus grande de la vapeur du sodium dans la partie inférieure du tube. En fermant le courant, j'ai vu les raies devenir immédiatement plus larges et plus sombres et reprendre immédiatement leur nature primitive après la rupture.

L'expérience peut être reprise à volonté jusqu'à ce que tout le sodium ait disparu.

Cette disparition du sodium doit être attribuée surtout à une action sur l'émail du tube. C'est pourquoi dans la suite j'ai employé des tubes non-émaillés.

8. Pour l'expérience (7) on cherchera peut-être une explication dans la voie suivante. Certainement le tube n'avait pas la même température en haut qu'en bas, et la densité de la vapeur de sodium était notablement différente pour différents niveaux, comme le prouvait du reste la forme des raies *D* (7). Il devait donc nécessairement exister des courants de convection à cause des différences de température entre les divers niveaux. Moyennant certaines hypothèses d'ailleurs très logiques on trouve que sous l'action de l'aimant des différences de pression doivent prendre naissance dans le tube, différences du même ordre de grandeur que celles qui résultent de la différence de température.

C'est ainsi que les couches inférieures les plus denses p. ex. doivent être rapprochées du centre du tube, ce qui tend à élargir les raies. Leur

largeur en un point dépend en effet surtout du nombre de particules incandescentes sur l'axe passant par ce point. Bien que cette explication ne soit pas exempte de difficultés, elle est cependant admissible.

9. Cette explication (8) ne peut toutefois plus s'appliquer à la modification suivante de l'expérience, faite avec un tube non émaillé, dont le diamètre intérieur était de 10 mm. et la paroi épaisse de 1 mm. au moins. La distance des pôles pouvait être réduite à 14 mm. Le tube fut chauffé au rouge éclatant au moyen d'un chalumeau. L'emploi d'un chalumeau et d'un tube plus étroit avait cet avantage qu'il était plus facile d'obtenir à tous les niveaux la même température. Cette température était plus élevée que dans l'expérience (7) et les raies  $D$  restaient constamment visibles <sup>1)</sup>. J'ai attendu jusqu'à ce que la densité de la vapeur fut devenue partout la même, résultat auquel je suis même arrivé plus vite en tournant continuellement le tube; les raies d'absorption étaient maintenant partout également larges. En faisant fonctionner l'électro-aimant j'ai vu les raies s'élargir sur toute leur longueur.

10. J'aurais volontiers étudié l'influence d'une aimantation sur le spectre d'un corps solide. L'oxyde d'erbium a, d'après BUNSEN et BAHR, la remarquable propriété de donner par incandescence

---

<sup>1)</sup> PRINGSHEIM l. c. p. 456.

un spectre à raies lumineuses. Pour la forte dispersion dont je me servais, ces lignes n'étaient toutefois pas assez nettes.

11. Ces expériences 3 à 9 ont rendu de plus en plus probable que les forces magnétiques tendent à élargir les raies d'émission, donc aussi d'absorption d'une substance gazeuse. S'il en est ainsi, il faut que sous l'influence d'un champ magnétique, à côté des vibrations atomiques qui produisent le spectre ordinaire, prennent naissance des vibrations avec d'autres périodes. Je pense que la suite de la présente notice prouve suffisamment qu'il existe réellement une action spécifique du magnétisme.

12. D'après l'idée que je me suis faite de la nature des forces qui, dans un champ magnétique, agissent sur les atomes, il me semblait que pour un spectre à bandes d'absorption je n'observerais plus le phénomène que je venais de trouver pour un spectre à raies.

Il est en effet très probable que la différence entre ces deux espèces de spectres n'est pas seulement quantitative, mais qualitative <sup>1)</sup>). Un spectre à bandes est produit par des molécules complexes; un spectre à raies par des molécules avec un petit nombre d'atomes, et dissociées. La suite de mes recherches a fait voir que l'idée que je me suis faite sur la cause de l'élargissement des raies était exacte en principe.

---

<sup>1)</sup> KAYSER dans le Handbuch de WINKELMANN II, 1, p. 421.

13. Un tube de verre, fermé par des plaques de verre à faces parallèles, a été installé entre les pôles de l'aimant RUHMKORFF, tout comme le tube de porcelaine du § 7. Une petite flamme d'un bec de gaz chauffait de l'iode enfermé dans le tube qui se remplissait d'une vapeur violette.

Le spectre d'absorption fut observé à la lumière électrique; c'était un spectre à bandes, eu égard à la basse température. La dispersion était si forte que dans les bandes on voyait plusieurs raies fines et obscures. En actionnant l'aimant je ne voyais, en contradiction avec les expériences au moyen de sodium, *aucun* changement dans les raies obscures.

L'absence du phénomène prouve que même dans la première expérience avec la vapeur de sodium (§ 7) les courants de convection étaient sans influence. Ces courants, produits par l'aimantation, qui pouvaient exister aussi dans le cas présent, étaient évidemment insuffisants pour produire un changement dans le spectre; et bien que je n'en pouvais rien voir à la forme des raies d'absorption (voir § 7), les bandes spectrales étaient cependant très sensibles aux changements de densité et de température.

14. Bien que les ressources dont je disposais ne me permettaient pas de faire autre chose qu'une mesure grossière, il me paraissait pourtant intéressant de déterminer approximativement la grandeur de la variation magnétique produite dans la durée d'une vibration. L'élargissement des raies *D* était,

de part et d'autre, à peu près  $1/40^{\text{me}}$  de leur distance dans un champ magnétique d'environ  $10^4$ . Cela correspond à un changement positif et négatif d'environ  $1/40000^{\text{me}}$  de la durée d'une vibration.

15. Voici quel est l'ordre des idées qui m'ont conduit à chercher s'il est vrai que dans un champ magnétique il existe un mouvement rotatoire de l'éther autour des lignes de force (KELVIN et MAXWELL), et si l'on doit se représenter le rayonnement lumineux comme produit par les mouvements des atomes par rapport au centre de gravité des molécules. Dans ce cas la durée d'une vibration sera déterminée par les forces inter-atomiques, de sorte que sous l'influence des forces produites par l'aimantation entre l'éther et les atomes matériels, il pourra se produire des écarts de cette durée normale, dans les deux sens. Le signe de l'écart sera évidemment déterminé par le sens du mouvement, vu de la direction des lignes de force. L'écart sera d'ailleurs d'autant plus grand que le plan de vibration se rapprochera davantage d'une position perpendiculaire à ces lignes.

16. Je me suis fait plus tard une représentation plus nette du phénomène, en songeant à l'influence que peut avoir sur un système en vibration l'accouplement d'un autre, animé d'un mouvement de rotation rapide. Il y a une quarantaine d'années, Lord KELVIN a résolu le problème suivant <sup>1)</sup>. Les

---

<sup>1)</sup> Proc. R. S. 1856.

extrémités d'une fine corde sont attachées aux deux extrémités d'une tige horizontale, animée d'une rotation uniforme autour d'un axe vertical passant par son milieu; une seconde corde, portant un point matériel, est attachée au milieu de la première. On demande quel est le mouvement du point matériel, dérangé de sa position d'équilibre. Si la vitesse angulaire est grande, la solution est assez simple. Des mouvements circulaires du point, exécutés en sens contraire, ont des périodes quelque peu différentes. Si l'on compare le pendule double à un atome lumineux et le mouvement de la tige à la rotation autour des lignes de force magnétiques, le résultat de la comparaison est évident.

Il va de soi que ces considérations ne présentent d'autre intérêt que de servir d'indication pour ce qui doit se passer dans des cas plus ou moins analogues. Je les communique cependant parce qu'elles ont constitué le point de départ de mes expériences.

17. La théorie électromagnétique de M. LORENTZ<sup>1)</sup> me semblait particulièrement propre à donner une véritable explication du changement magnétique de la durée des vibrations.

Dans cette théorie on admet que dans tous les corps il existe de petites masses électrisées, ou „ions”, dont les mouvements constituent tous les phéno-

---

<sup>1)</sup> LORENTZ, Arch. Néerl. T. XXV; et: „Versuch einer Theorie der electrischen und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern.” Leiden, 1895.

mènes électriques ; les vibrations lumineuses seraient des vibrations de ces ions. L'état de l'éther est déterminé entièrement par la charge, la position et le mouvement de ces ions. Sur ces ions, se mouvant à travers un champ magnétique, agissent des forces comme celles dont nous venons de parler, et qui doivent donc aussi pouvoir expliquer un changement dans la durée des vibrations. M. LORENTZ, à qui j'ai exposé mes idées, a eu immédiatement la bienveillance de m'indiquer comment, dans sa théorie, on arrive aux équations de mouvement d'un ion dans un champ magnétique, et il m'a fait remarquer que, d'après sa théorie, les bords de la raie spectrale devaient être circulairement polarisés. La grandeur de l'élargissement déterminerait même le rapport de la charge à la masse de la particule exécutant les vibrations lumineuses considérées.

Cette conséquence particulièrement importante de la théorie de M. LORENTZ, savoir l'état de polarisation de la raie spectrale élargie par l'aimantation, je l'ai trouvée vérifiée par l'expérience (§ 20).

18. Etablissons maintenant les équations de mouvement d'un ion, vibrant dans le plan  $xy$ , dans un champ magnétique homogène, l'axe des  $z$  positifs donnant la direction de la force magnétique dont l'intensité est  $H$ . Nous choisissons le système des coordonnées de telle manière qu'une rotation de  $90^\circ$ , en sens contraire au mouvement des aiguilles d'une montre, et vue des  $z$  positifs, fasse coïncider les  $x$  positifs avec les  $y$  positifs. Soient  $e$  la charge



(mesure électromagnétique) de l'ion chargé d'électricité positive, et  $m$  sa masse. Les équations de mouvement sont

$$\left. \begin{aligned} m \frac{d^2 x}{dt^2} &= -k^2 x + e H \frac{dy}{dt} \\ m \frac{d^2 y}{dt^2} &= -k^2 y - e H \frac{dx}{dt} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)^* )^1$$

Le premier terme du second membre est la force élastique ordinaire, qui tend à ramener l'ion vers sa position d'équilibre; le second est la force provenant du champ magnétique.

Nous satisfaisons à ces relations en posant:

$$\begin{aligned} x &= \alpha e^{st} \\ y &= \beta e^{st} \end{aligned}$$

pourvu que

$$\left. \begin{aligned} m s^2 \alpha &= -k^2 \alpha + e H s \beta \\ m s^2 \beta &= -k^2 \beta - e H s \alpha \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots$$

Les quantités  $m, k, e, H$  sont des données.

Ce qu'il nous importe de connaître c'est la période  $T$  d'une vibration. Si  $H = 0$ , (3) donne

$$s = i \frac{k}{\sqrt{m}} = i \frac{2\pi}{T},$$

donc

$$T = \frac{2\pi\sqrt{m}}{k} \dots\dots\dots (4)$$

\*) Cet astérisque, et les suivants, renvoient à des remarques des éditeurs de cette réimpression; ces remarques se trouvent chaque fois à la fin du mémoire.

<sup>1)</sup> Ces équations sont semblables à celles du pendule de FOUCAULT; elles conduisent évidemment à des résultats analogues.

Si  $H$  n'est pas nul, (3) donne approximativement

$$s = i \frac{k}{\sqrt{m}} \left( 1 \mp \frac{e H}{2 k \sqrt{m}} \right)$$

et si  $T'$  est dans ce cas la durée d'une vibration, on a

$$T' = \frac{2 \pi \sqrt{m}}{k} \left( 1 \pm \frac{e H}{2 k \sqrt{m}} \right) \dots\dots\dots (5)$$

de sorte que le rapport du changement de la période à la période initiale est

$$\frac{e H}{2 k \sqrt{m}} = \frac{e}{m} \cdot \frac{H T}{4 \pi} \dots\dots\dots (6)$$

Supposons que les ions se meuvent en cercles, solution particulière du système (1), le mouvement en sens positif (c. à. d. dans le sens des aiguilles d'une montre pour un observateur placé du côté des  $z$  positifs) a une période légèrement plus petite que celui en sens négatif. Dans le premier cas cette période est déterminée par le signe inférieur de la valeur (4), dans le second cas par le signe supérieur.

La solution générale de (1) nous apprend que les ions peuvent aussi parcourir des orbites elliptiques, dont les axes tournent lentement.

Dans le cas général où le mouvement initial de l'ion est quelconque dans l'espace, on trouve facilement que la projection du mouvement sur le plan  $xy$  garde le même caractère. La projection du mouvement sur l'axe des  $z$  est une vibration simple

ordinaire, qui ne dépend pas du mouvement dans le plan  $x y$  et n'a aucune influence sur elle, de sorte qu'elle n'est pas influencée par les forces magnétiques. Il va de soi que ces considérations sur le mouvement d'un ion ne sont encore qu'une esquisse d'une théorie des mouvements lumineux.

19. Figurons-nous un observateur qui regarde une flamme placée dans un champ magnétique, de telle manière que les lignes de force soient dirigées vers lui. Si l'observateur pouvait suivre les ions (§ 18) dans leur mouvement il verrait ce qui suit.

Il y a des ions qui se

donc de la lumière

mouvement a lieu à

sera plus grande que s'il n'y

magnétique, et s'il a lieu à gauche

Il y en a d'autres qui paraissent immobiles,

qui en réalité se meuvent parallèlement aux lignes

de force avec une période qui ne sera pas modifiée.

Il y en a enfin qui semblent se mouvoir sur des ellipses dont les axes tournent lentement.

Pour trouver dans quel état se trouve l'éther par suite des mouvements des ions, on peut se servir de la règle suivante, déduite par M. LORENTZ de la théorie générale. Considérons dans une molécule un ion  $P$ , dont  $P_0$  est la position d'équilibre, et animé de deux ou plusieurs mouvements simultanés, de telle façon que le vecteur  $P_0P$  soit à chaque instant la résultante des vecteurs  $P_0P$  correspondant aux mouvements simples; l'état de l'éther, à

une distance suffisamment grande par rapport à  $P_0P$ , est alors celui que l'on obtient en superposant les états qui seraient produits par ces mouvements élémentaires.

On déduit déjà de là qu'un mouvement circulaire d'un ion donne, en des points situés sur l'axe, de la lumière polarisée circulairement.

En second lieu nous pouvons, au lieu des orbites elliptiques, considérées plus haut, choisir une décomposition plus avantageuse pour arriver au but. On peut en effet décomposer le mouvement dont l'ion est animé avant l'existence des forces magnétiques, en une vibration rectiligne parallèle à l'axe des  $z$ , et deux vibrations circulaires, dextrogyre et lévogyre, dans le plan  $xy$ .

La première n'est pas influencée par les forces magnétiques; la période des secondes est modifiée.

Les vibrations produites par les mouvements des ions sont triées en tombant sur un réseau d'après la durée des vibrations; tout le mouvement sera ainsi séparé en trois groupes, et la raie spectrale formera un triplet. Dans tous les cas on pourra s'attendre à ce que la raie s'élargisse dans un champ magnétique et que les bords soient polarisés circulairement <sup>1)</sup>.

20. Une vérification de cette dernière consé-

---

<sup>1)</sup> J'ai vu dans la suite que STONEY, Trans. Dublin, IV, essaie d'expliquer d'une manière analogue, par la rotation des orbites elliptiques sous l'action de forces extérieures, l'existence de raies doubles et triples dans le spectre.

quence peut-être considérée comme une preuve de l'exactitude de la théorie de M. LORENTZ. Pour en faire l'épreuve je me suis servi de l'électro-aimant du § 2, mais en prenant cette fois-ci des pôles perforés; je l'ai placé de telle façon que la ligne des pôles passât par le milieu du réseau. J'ai observé les raies *D* à l'aide d'une loupe de FRESNEL, dans laquelle était tendu un fil vertical. Entre le réseau et la loupe j'avais placé le quartz quart d'onde et le nicol que j'avais employés antérieurement dans mes recherches sur la réflexion polaire normale sur un miroir aimanté <sup>1)</sup>. Le quartz et le nicol étaient placés de telle façon qu'une polarisation dextrogyre était éteinte. Or nous venons de voir que la ligne spectrale élargie présente d'un côté une polarisation dextrogyre, de l'autre une polarisation lévogyre.

En faisant tourner l'analyseur de  $90^\circ$ , la lumière qui d'abord était éteinte reparaît, et inversement. Ou bien si l'on intervertit le sens du courant, et si le côté droit de la raie était d'abord visible, c'est la partie de gauche qui doit apparaître. Le fil de la loupe fut placé au milieu de la raie. En intervertissant le sens du courant on voyait la raie se déplacer nettement. Cette expérience pouvait être refaite à volonté.

21. Voici une petite modification de cette expé-

---

<sup>1)</sup> ZEEMAN. Verslagen Akademie, 26 Januari 1895 et „Communications of the Leyden Laboratory” n<sup>o</sup>. 15.

rience. Sans rien changer à la position du mica, on tourne l'analyseur. Pour une rotation complète la raie s'élargit et s'amincit deux fois.

22. L'électro-aimant fut tourné de  $90^\circ$  dans un plan horizontal, à partir de la position du § 20; les lignes de force étaient maintenant perpendiculaires à la droite qui joint la fente au réseau. Dans ces conditions les bords des lignes spectrales élargies étaient polarisées *en ligne droite*, dans un plan perpendiculaire à cette ligne. Il doit en être ainsi d'après le § 19; car les cercles décrits par les ions autour des lignes de force sont maintenant vus dans leur plan.

23. Les expériences 20 à 22 peuvent être considérées comme une preuve que les vibrations lumineuses sont produites par le mouvement d'ions ainsi que M. LORENTZ l'admet dans sa théorie électromagnétique. De l'élargissement mesuré (§ 14) on peut, au moyen de la relation (6), trouver le rapport  $\frac{e}{m}$ . On trouve qu'il est de l'ordre de grandeur  $10^7$  unités électromagnétiques par gramme. Il va de soi que cette conséquence de la théorie ne doit être considérée que comme une première approximation.

24. De l'expérience du § 20 on peut conclure si c'est l'ion positif ou l'ion négatif qui se meut. Dans le cas où les lignes de force se dirigent vers le réseau, ce sont les rayons dextrogyres qui ont la plus petite durée de vibration. On conclut de là,

d'après le § 17, que ce sont les ions positifs \*) qui se meuvent ou qui du moins décrivent l'orbite la plus grande.

25. Maintenant surtout que l'influence de l'aimantation sur les raies spectrales peut être interprétée dans la théorie de M. LORENTZ, l'étude ultérieure de ce phénomène présente beaucoup d'attrait. Il se présente immédiatement une série d'autres questions. Un ordre de recherches qui semble devoir être fertile en résultats c'est l'étude des mouvements d'ions de substances différentes, soumises à des températures et des pressions différentes et placées dans des champs magnétiques de différentes intensités.

Des recherches ultérieures devront aussi trancher la question de savoir jusqu'à quel point les grandes forces magnétiques que l'on admet exister à la surface du soleil, peuvent modifier les raies de son spectre.

Les présentes recherches ont été faites au Laboratoire de Physique de l'université de Leyde. Qu'il me soit permis de remercier ici son directeur, M. le Prof. ONNES, pour l'intérêt qu'il a témoigné à mon travail et pour les encouragements que j'ai reçus de lui.

## APPENDICE

Depuis la publication de ma première note dans les comptes-rendus de l'Académie d'Amsterdam, et pendant que la note publiée dans le présent recueil

était sous presse, j'ai rencontré la relation de deux tentatives faites dans le même sens que les miennes, et qui m'étaient restées inconnues jusqu'à présent. J'ai également pu lire le compte-rendu original de l'expérience de FARADAY mentionnée au § 1. Ce compte-rendu se trouve dans la biographie de FARADAY par M. BENCE JONES; vol. II, p. 449 (1870). Comme il est extrêmement digne d'intérêt, je me permets de le reproduire ici:

„1862 was the last year of experimental research STEINHEIL's apparatus for producing the spectrum of different substances gave a new method by which the action of magnetic poles upon light could be tried. In January he made himself familiar with the apparatus, and then he tried the action of the great magnet on the spectrum of chloride of sodium, chloride of barium, chloride of strontium, and chloride of lithium”.

Le 12 mars il écrit: „Apparatus as on last day (January 28), but only ten pairs of voltaic battery for the electromagnet.”

„The colourless gas-flame ascended between the poles of the magnet, and the salts of sodium, lithium, &c. were used to give colour. A Nicol polarizer was placed just before the intense magnetic field, and an analyser at the other extremity of the apparatus. Then the electromagnet was made and unmade, but not the slightest trace of effect on or change in the lines in the spectrum was observed in any position of polarizer or analyser.”



„Two other pierced poles were adjusted at the magnet, the coloured flame established between them, and only that ray taken up by the optic apparatus which came to it along the axis of the poles, *i. e.* in the magnetic axis, or line of magnetic force. Then the electromagnet was excited and rendered neutral, but not the slightest effect on the polarized or unpolarized ray was observed”.

„This was the last experimental research that FARADAY made”.

En 1875, M. le professeur TAIT a publié une notice, dont il a eu l'obligeance de m'envoyer un exemplaire: „On a Possible Influence of Magnetism on the Absorption of Light, and some correlated subjects”<sup>1)</sup>. M. TAIT rapporte qu'une notice de M. le professeur FORBES, lue aux membres de la Société royale d'Edimbourg, ainsi que quelques observations présentées à ce propos par MAXWELL, lui ont rappelé une expérience, qu'il a répétée maintes fois sans succès jusqu'en ce moment. La note dit plus loin ce qui suit:

„The idea is briefly this. — The explanation of FARADAY's rotation of the plane of polarization of light by a transparent diamagnetic requires, as shown by THOMSON, molecular rotation of the luminiferous medium. The plane-polarized ray is broken up, while in the medium, into its circularly-polarized components, one of which rotates with the

---

<sup>1)</sup> Proc. Roy. Soc. of Edinburgh, Session 1875—76, p. 118.

aether so as to have its period accelerated, the other against it in a retarded period. Now, suppose the medium to absorb one definite wave-length only, then — if the absorption is not interfered with by the magnetic action — the portion absorbed in one ray will be of a shorter, in the other of a longer, period than if there had been no magnetic force; and thus, what was originally a single dark absorption line might become a double line, the components being less dark than the single one.”

On voit donc que l'idée directrice de l'expérience essayée en vain se trouve ici clairement exprimée. C'est une idée qui se relie très étroitement à celle que l'on trouve exprimée au § 15 de ma note. L'une et l'autre sont en somme inspirées par la théorie de Lord KELVIN sur la rotation moléculaire du milieu propagateur de la lumière; et ceci en dépit de ce que cette théorie n'est pas directement applicable à l'expérience du § 9. En effet, dans ce dernier cas, les lignes de force magnétique sont perpendiculaires à l'axe du tube.

Je dois mentionner en second lieu deux notes, publiées par feu M. FIEVEZ, et sur lesquelles mon attention a été attirée par M. VAN AUBEL, dans une lettre à M. le professeur ONNES, qu'il désirait voir communiquer à l'académie des sciences d'Amsterdam. M. ONNES donna lecture de la lettre dans la séance de janvier, et donna à ce propos certains éclaircissements dont je fais dans les lignes suivantes un libre et ample usage. Les notices dont il s'agit

sont intitulées: M. FIEVEZ, „De l'influence du magnétisme sur les caractères des raies spectrales” (*Bulletin de l'Acad. des Sciences de Belgique*, 3<sup>e</sup> série, tome IX, p. 381, 1885); et FIEVEZ: „Essai sur l'origine des raies de FRAUNHOFER, en rapport avec la constitution du soleil” (*l. c.* 3<sup>e</sup> série, tome XII. p. 30, 1886). On trouve ici la description d'expériences semblables à celles des §§ 4 et 13 de ma note ci-dessus. Mais l'auteur ne fait pas d'observations relatives à l'élargissement des bandes d'absorption, ni à la polarisation de la lumière émise. Les résultats obtenus par M. FIEVEZ méritent d'être très attentivement considérés. Il fit ses observations sur une flamme, placée dans un champ magnétique qui non seulement élargissait les raies du spectre, mais y provoquait un renversement et un double renversement, en même temps que les raies devenaient plus brillantes. Malheureusement l'auteur a négligé les données quantitatives. Dans certains cas, les faits observés par FIEVEZ, ne sont pas d'accord, qualitativement parlant, avec mes observations ou avec ce que l'on peut en déduire. De telle sorte que même dans les cas où nos résultats qualitatifs concordent, on devra se demander si FIEVEZ et moi nous avons eu sous les yeux *les mêmes phénomènes*. Le champ dont s'est servi FIEVEZ semble avoir été plus intense que celui dont je disposais. Ceci permettrait-il, peut être d'expliquer le „double renversement (c'est à dire l'apparition d'une raie brillante au milieu de

la raie noire élargie)''? La réponse à cette question me semble devoir être négative. En effet, partant de notre § 19, une raie quelconque doit s'élargir; sinon le champ magnétique acquérant une grande intensité, elle doit devenir un triplet. Telle que nous comprenons la description que donne FIEVEZ de son expérience, la lumière était émise perpendiculairement aux lignes de forces. Or, la raie doublement renversée de l'auteur n'est pas le triplet que fait prévoir la théorie, car FIEVEZ dit expressément que la raie sur laquelle il expérimente n'est pas la raie simple du spectre, mais une raie préalablement élargie et renversée (par une action quelconque indépendante du magnétisme). L'aimantation fait apparaître une raie brillante au milieu de la raie noire. On pourrait donc être tenté d'interpréter le cas du double renversement comme une action directe du magnétisme, mais alors comme un doublement de la ligne d'absorption, et non comme une division de la ligne primitive en trois parties. L'application faite au § 18 de la théorie de M. LORENTZ n'est, j'en conviens, qu'une première esquisse. Il faudra donc de plus amples données, tant théoriques qu'expérimentales, avant de pouvoir décider ce qui dans l'expérience de FIEVEZ a prévalu, de l'action spécifique du magnétisme sur la lumière, ou des influences perturbatrices. On pourrait en effet objecter à FIEVEZ ce que j'ai moi-même reproché à mon expérience analogue du § 6.

L'ensemble des phénomènes observés par FIEVEZ peut parfaitement être attribué à un changement de la température, occasionné par les effets bien connus du champ magnétique sur la flamme (changement de direction ou de contour, convection magnétique, etc.). Dans la dernière phrase de son travail l'auteur constate que „les phénomènes qui se manifestent sous l'action du magnétisme sont identiquement les mêmes que ceux produits par une élévation de température”. Le résultat négatif auquel est arrivé FIEVEZ quand il s'est servi de spectres d'absorption semblerait, sauf plus ample examen (de même qu'au § 12), tendre à la même conclusion. Ce que l'on pourrait, à mon avis, déduire des expériences de FIEVEZ, considérées isolément, ce serait plutôt qu'il y a eu changement de la température de la flamme, et non action spécifique du magnétisme sur l'émission et l'absorption de lumière. Des expériences déjà en train me permettront, j'espère, d'élucider ces points obscurs.

En résumé, nous pourrions dire ce qui suit: Si les expériences de FIEVEZ m'avaient été connues, elles m'auraient poussé à faire de plus amples recherches, l'auteur lui-même ne les ayant pas poursuivies de manière à obtenir un résultat décisif. Il reste tout au moins douteux jusqu'à présent si le phénomène observé par FIEVEZ sur une flamme aimantée doit bien réellement être attribué à *l'action spécifique du champ magnétique sur la période des vibrations lumineuses*. Cette action, je

l'ai découverte et indubitablement établie, grâce à la confirmation expérimentale des prédictions de M. LORENTZ.

Ce mémoire (sans appendice) a été d'abord publié dans: Zittingsverslagen der Kon. Akademie van Wetenschappen te Amsterdam, 31 octobre et 28 novembre 1896. Dans: Archives Néerlandaises des Sciences exactes et naturelles (2) 1 (1898) pp. 44—54 et 217—220 a paru une traduction avec appendice, que nous avons réimprimé ici.

\*) p. 57. Le texte de cette note est conforme à la rédaction faite par le prof. ZEEMAN pour le Phil. Mag.

\*) p. 63. Ici s'applique la note de M. ZEEMAN dans le mémoire II de ce recueil, p. 97.

# I. ÜBER DEN EINFLUSS EINER MAGNETISIERUNG AUF DIE NATUR DES DURCH EINEN STOFF AUSGESENDETEN LICHTES

VOR MEHREREN JAHREN, GELEGENTlich meiner Messungen über den KERR-effect drängte sich mir der Gedanke auf, ob nicht auch das durch eine Flamme ausgesendete Licht verändern könnte; wenn diese einer magnetischen Einwirkung unterworfen wird. Es kommt im Augenblick nicht so sehr auf den Gedankengang an, durch den ich mir die Möglichkeit hiervon deutlich zu machen trachtete; jedenfalls gab er mir den Anlass, den Versuch anzustellen. Mit einer improvisierten Einrichtung wurde das Spektrum einer Natriumflamme betrachtet, die zwischen die Pole eines Elektromagneten von RUHMKORFF gebracht war. Das Resultat war negativ. Wahrscheinlich wäre ich nicht bald auf diesen Versuch zurückgekommen, wenn nicht vor ein paar Jahren meine Aufmerksamkeit auf folgende Passage in einer Skizze MAXWELL's über FARADAY gefallen wäre. Hier (MAXWELL, Collected Works II p. 790) lesen wir: „Before we describe this result we may mention that in 1862 he made the relation between magnetism and light the subject of his very last experimental work. He endeavoured, but in vain, to detect any change in the lines of the spectrum

of a flame when the flame was acted on by a powerful magnet". Wenn ein FARADAY an die Möglichkeit der genannten Beziehung dachte, konnte es noch wohl die Mühe lohnen mit den gegenwärtigen vorzüglichen Hilfsmitteln auf spektral-analytischem Gebiet den Versuch zu wiederholen, da mir nicht bekannt ist, dass dieses durch andere getan wurde. Die Ergebnisse zu denen ich bis jetzt kam, will ich mir erlauben kurz mitzuteilen.

2. Der Elektromagnet von dem im Folgenden die Rede sein soll war ein RUHMKORFF, Mittelsorte. Der Strom, der für die Magnetisierung gebraucht wurde, stammte aus einer Akkumulatoren-Batterie und betrug meistens 27 Ampere und konnte bis zu 35 Amperen gesteigert werden. Das Licht der benutzten Lichtquelle wurde zerlegt durch ein Gitter von ROWLAND, mit einem Krümmungsradius von 10 Englischen Füßen und mit 14438 Linien per inch. Es wurde das erste Spektrum betrachtet und zwar mit einer Lupe von FRESNEL. Ein fein verstellbarer Spalt war dicht bei der Lichtquelle angebracht, die der Magnetisierung unterworfen wurde.

3. Zwischen die parabolischen Pole des Elektromagneten wurde der mittlere Teil einer BUNSEN-flamme gebracht. Ein Stück mit Küchensalz getränkten Asbests wurde in die Flamme eingeführt, so dass die 2 D-Linien, in der Lupe gesehen, sich scharf und fein gegen den dunkeln Hintergrund abzeichneten. Der Abstand der Pole betrug un-



gefähr 7 mm. Wurde nun der Strom eingeschaltet, so wurden die beiden *D*-Linien deutlich verbreitert. Beim Unterbrechen des Stroms kehrten sie in den Beginnzustand zurück. Das Einsetzen und Verschwinden der Verbreiterung zeigte sich unmittelbar nach Schliessung resp. Unterbrechung des Stromes. Der Versuch konnte beliebig oft wiederholt werden.

4. Die BUNSEN-Flamme wurde durch eine Gas-Sauerstoff-Flamme ersetzt. Ebenso wie in 3 wurde das Asbest mit Küchensalz getränkt in die Flamme gebracht. Diese stieg vertikal zwischen den Polen nach oben. Wurde nun der Strom wieder geschlossen, dann wurden die *D*-Linien wieder verbreitert, so dass sie wohl die 3- bis 4-fache ihrer ursprünglichen Breite bekamen.

5. Bei der roten Linie von Lithium, das in der Form des Karbonats gebraucht wurde, wurden völlig analoge Erscheinungen wahrgenommen.

6. Man wird möglicherweise in der gefundenen Erscheinung (3, 4, 5) nichts Besonderes erblicken. Man kann ja folgendermassen argumentieren: Verbreiterung der Spektrallinien eines glühenden Gases wird durch Vergrösserung der Dichte des strahlenden Körpers und durch Temperaturerhöhung <sup>1)</sup> zustande gebracht. Nun wird unzweifelhaft unter dem Einfluss des Magnets die Form der Flamme anders (was bequem zu sehen ist) und

---

<sup>1)</sup> Siehe aber auch PRINGSHEIM (Wied. Ann. 45; p. 457, 1892).

damit also auch die Temperatur. Man würde so geneigt sein allein dadurch die Erscheinung zu erklären.

7. Nicht so bequem scheint es einen anderen Versuch zu erklären. Eine Porzellan-Röhre, innen und aussen glasiert, wurde zwischen die Pole horizontal aufgestellt mit ihrer Achse normal auf die Verbindungslinie der Pole. Der innere Durchmesser der Röhre beträgt 18 mM., die Wanddicke 2 mM., die Länge der Röhre 15 cM. Über die Enden der Röhre <sup>1)</sup> sind enganschliessende Stücke geschoben, auf die Deckel versehen mit parallelen Glasplatten geschraubt werden können. Mit Hilfe von strömendem Wasser können so die kupfernen Stücke und damit die Glasplatten genügend kühl gehalten werden, wenn die Porzellan-Röhre glühend gemacht wird.

Ferner sind dicht bei den Glasplatten an den kupfernen Stücken seitliche Röhrechen angebracht, die durch Hähne abgeschlossen werden können.

Eine grosse Bunsen-Flamme konnte die Röhre ungefähr über einen Abstand von 8 cM. glühend machen. Das Licht einer elektrischen Lampe, die seitwärts ein paar Meter von dem Elektromagneten entfernt stand um eine Einwirkung davon auf den Lichtbogen zu vermeiden, wurde durch einen Metallspiegel durch die Röhre geworfen. Mit dem Gitter

<sup>1)</sup> PRINGSHEIM gebraucht bei seiner Untersuchung über die Strahlung von Gasen eine dergleiche Röhre, l. c. p. 430.

wurde nun das Spektrum des Bogenlichtes entworfen. Mit der Lupe wurde auf die *D*-Linien eingestellt. Das kann sehr genau geschehen, da in der Mitte der leuchtenden *D*-Linien durch Selbstumkehrung sehr feine Absorptionslinien auftreten. In die Porzellan-Röhre wurde nun ein Stückchen metallisches Natrium gebracht. Die BUNSEN-Flamme wird angezündet und die Erhitzung beginnt. Ein gefärbter Dampf beginnt alsbald die Röhre zu füllen, der erst violett, dann blau und grün wird und endlich für das blosse Auge unsichtbar ist. Im Spektrum nimmt beim Steigen der Temperatur das Absorptionsgebiet rasch ab. Allein in der Nähe der *D*-Linien herrscht eine starke Absorption. Endlich werden die 2 Absorptions-*D*-Linien sichtbar. In diesem Augenblick werden die Pole des Elektromagneten bis dicht bei der Röhre geschoben, so dass ihr Abstand ungefähr 24 mM. beträgt. Die Absorptions-Linien sind nun über den grössten Teil ihrer Länge recht scharf geworden. Am unteren Ende laufen sie aber breit aus; eine Folge der grösseren Dichte des Na-Dampfes im untersten Theil der Röhre. Wird nun der Strom geschlossen, so sieht man unmittelbar die Linien *breiter* und *schwärzer* werden und beim Unterbrechen des Stromes unmittelbar wieder in ihre alte Form zurückkehren. Der Versuch kann beliebig wiederholt werden bis zu dem Augenblick wo alles Natrium verschwunden ist.

Dieses Verschwinden des Natriums muss haupt-

sächlich seiner Einwirkung auf die Glasur der Röhre zugeschrieben werden. Bei weiteren Versuchen wurde darum eine nicht glasierte Röhre genommen.

8. Für den letzten Versuch (7) wird man möglicherweise noch eine Erklärung in folgender Richtung suchen wollen. Die benutzte Röhre ist sicher oben und unten nicht gleich warm gewesen; ferner war die Dichte des Na-Dampfes, wie aus der Form der *D*-Linien zu ersehen ist (7) auf verschiedenen Höhen merkbar verschieden. Konvektionsströmungen in Folge der Temperaturdifferenz zwischen oben und unten waren also sicher anwesend. Unter bestimmten, vor der Hand liegenden Annahmen kann man berechnen, dass infolge des Ansetzens des Elektromagneten Druckunterschiede in der Röhre entstehen von derselben Größenordnung als diejenigen, die von der Temperaturdifferenz herrühren.

Bei der Magnetisierung wird also infolgedessen z. B. die unterste dichtere Lage mehr nach der Mitte der Röhre gebracht werden. Die Linien werden verbreitert werden. Ihre Breite in einer bestimmten Höhe wird ja hauptsächlich bestimmt durch die Anzahl der glühenden Teilchen in dieser Höhe in der Richtung der Röhren-Achse. Obwohl diese Erklärung noch einige Schwierigkeiten liefert, lässt sie sich sicher einigermaßen verteidigen.

9. Die in (8) angedeutete Erklärung der Linien-Verbreiterung ist aber nicht mehr auf folgende

Variante des Versuches anwendbar, bei der eine nicht-glasierte Röhre benutzt wurde. Die Röhre hatte eine lichte Weite von 10 mM., die Wanddicke war reichlich 1 mM. Die Pole des Magneten konnten auf einen Abstand von 14 mM. gebracht werden. Die Röhre wurde statt mit einer BUNSEN-Flamme mit einer Gebläse-Flamme in der Mitte hell rotglühend gehalten. Die Gebläse-Flamme und der kleinere Durchmesser der Röhre machen es leichter diese oben und unten auf dieselbe Temperatur zu bringen. Diese war nun höher als früher (7) und die Na-Linien bleiben fortwährend sichtbar <sup>1)</sup>. Man kann nun abwarten bis in verschiedenen Höhen der Na-Dampf gleiche Dichte besitzt. Durch fortwährende Drehung der Röhre um ihre Achse habe ich das noch befördert. Die Absorptionslinien sind nun von oben bis unten gleich breit. Beim Ansetzen des Elektromagneten verbreitern sich nun plötzlich die Absorptionslinien über ihre gesammte Länge. Die Erklärung gemäss (8) versagt nun.

10. Gerne hätte ich die Wirkung der Magnetisierung auf das Spektrum eines festen Stoffes untersucht. Erbiumoxyd hat, wie BUNSEN und BÄHR gefunden haben, die merkwürdige Eigenschaft beim Glühen ein Spektrum mit hellen Linien zu geben. Bei der von mir benutzten Dispersion ergaben sich aber die Linien für meinen Zweck als nicht scharf genug.

---

<sup>1)</sup> PRINGSHEIM l. c. p. 456.

11. Die verschiedenen Versuche, von 3 bis 9, haben stets wahrscheinlicher gemacht, dass die Absorptions- und also auch die Emissionslinien eines gasförmigen Stoffes durch magnetische Kräfte verbreitert werden. Ist dieses der Fall, dann würden also unter dem Einfluss eines Magnetfeldes neben den eigenen Schwingungen der Atome, die das gewöhnliche Linien-spektrum erzeugen, Schwingungen anderer Periode auftreten.

Dass es in der Tat unvermeidlich ist diese spezifische Wirkung der Magnetisierung an zu nehmen, wird, denke ich, in der Fortsetzung dieser Abhandlung festgestellt.

12. Aus der Vorstellung, die ich mir schliesslich von der Natur der Kräfte gebildet hatte, die im Magnetfeld auf die Atome wirken, schien mir zu folgen, dass bei einem Bandenspektrum und äusseren magnetischen Kräften die von mir bei einem Linienspektrum gefundene Erscheinung ausbleiben sollte.

Es ist ja sehr wahrscheinlich, dass der Unterschied zwischen einem Banden- und einem Linienspektrum nicht auf einer quantitativen sondern einer qualitativen Differenz beruht <sup>1)</sup>. Bei einem Bandenspektrum hat man mit zusammengesetzten Molekülen zu tun, bei einem Linienspektrum mit stark dissociierten Molekülen von wenigen Atomen. Die weitere Untersuchung hat gezeigt, dass die

---

<sup>1)</sup> KAYSER in WINKELMANN's Handbuch d. Physik II, 1, p.421.

Vorstellung, die ich mir über die Ursache der Verbreiterung bei einem Linienspektrum formte, in der Tat in der Hauptsache richtig war.

13. Eine Glasröhre an den Enden mit planparallelen Glasplatten geschlossen, wurde zwischen die Pole des RUHMKORFF gestellt, auf dieselbe Weise wie die Porzellanröhre von § 7. Durch ein unter die Röhre gestelltes Gasflämmchen wurde das Jod verdampft, so dass der violette Dampf die Röhre füllte.

Mit Hülfe von elektrischem Licht wurde das Absorptionsspektrum betrachtet. Wegen der niedrigen Temperatur ist dies das Bandenspektrum. Bei der grossen benutzten Dispersion sieht man in den Banden eine sehr grosse Anzahl feiner dunkler Linien. Wird der Strom um den Magnet geschlossen, dann sieht man im Gegensatz mit dem, was die Versuche an Na-Dampf lehren, *keine* Veränderung in den dunklen Linien.

Das Ausbleiben der Erscheinung in diesem Fall stützt die Auffassung, das auch selbst im ersten Versuch mit Na-Dampf (§ 7) die Konvektionsströmungen ohne Einfluss waren. Denn jetzt sind die Konvektionsströmungen infolge der Magnetisierung, die ich in diesem Fall noch für möglich hielt, ersichtlich unzureichend um eine Veränderung des Spektrums zustande zu bringen und obgleich ich das nicht an der Form der Absorptionslinien sehen konnte (vergl. § 7) ist auch das Bandenspektrum von Jod eben wie das Linienspektrum

sehr empfindlich für Dichte- und Temperaturveränderungen.

14. Obwohl mir meine Hilfsmittel nur eine vorläufige rohe Messung zu verrichten erlaubten, so glaubte ich doch, dass es interessant wäre den Betrag der magnetischen Änderung der Schwingungszeit angenähert festzustellen. Die Verbreiterung der *D*-Linien nach beiden Seiten betrug etwa  $\frac{1}{40}$  des Abstands dieser Linien, während die Stärke des Magnetfeldes ungefähr  $10^4$  betrug. Daraus folgt also eine positive und negative magnetische Veränderung von  $\frac{1}{40000}$  der Schwingungszeit.

15. Der Gedankengang, den ich in (1) nannte und durch den ich dazu kam nach einem Einfluss der Magnetisierung zu suchen war ursprünglich dieser. Ist die Auffassung richtig, dass in einem Magnetfeld eine Rotationsbewegung des Äthers um die Kraftlinien besteht (KELVIN und MAXWELL) und darf man sich die Lichtstrahlung als verursacht denken durch die Bewegungen von Atomen relativ zum Schwerpunkt des Moleküls in allerlei Bahnen, nimm zur Einfachheit an in Kreisen rundfliegend, dann wird die Schwingungszeit oder was dasselbe ist, die Umlaufzeit in den Kreisen, durch zwischen den Atomen wirkende Kräfte bestimmt werden und werden unter dem Einfluss der von der Magnetisierung herrührenden störenden Kräfte zwischen Äther und Atomen, nach beiden Richtungen Abweichungen in der Schwingungszeit vor-



kommen können. Das Vorzeichen der Abweichung wird natürlich bestimmt werden durch den Sinn der Bewegung von den Kraftlinien aus gesehen. Die Abweichung wird desto grösser sein je mehr die Ebene eines Kreises sich einem Stand normal zu den Kraftlinien nähert.

16. Etwas später machte ich mir die Sache deutlich, indem ich an den Einfluss dachte, der auf die Periode eines schwingenden Systems ausgeübt wird, wenn es mit einem anderen gekoppelt wird, das sich in rascher Rotation befindet. Lord KELVIN hat, jetzt vor 40 Jahren, das folgende mechanische Problem gelöst <sup>1)</sup>: die Enden einer dünnen Schnur sind befestigt an den 2 Enden eines horizontalen Stabes, der mit konstanter Winkelgeschwindigkeit um eine vertikale Achse durch seine Mitte rundgedreht wird; ein zweiter Faden, mit einem materiellen Punkt belastet, ist mitten an dem ersten fixiert. Es wird nun die Bewegung für eine kleine Störung des Punktes untersucht. Bei grosser Winkelgeschwindigkeit wird die Lösung recht einfach. Kreisförmige Bewegungen des Punktes in verschiedenem Sinn durchlaufen, haben etwas verschiedene Perioden. Vergleicht man das Doppelpendel mit einem leuchtenden Atom und die Bewegung des drehenden Stabes mit der Rotationsbewegung um die magnetischen Kraftlinien, dann ist die Anwendung auf unseren Fall deutlich.

---

<sup>1)</sup> Proc. R. S. 1856.

Es bedarf wohl keiner Versicherung, dass obigen Betrachtungen höchstens nur als Hinweis auf mehr oder weniger analoge Fälle einiger Wert zukommt. Ich teile sie aber mit, weil sie der erste Anlass zu meinen Versuchen waren.

17. Zu einer wirklichen Erklärung der magnetischen Veränderung der Schwingungszeit schien mir die Theorie van Prof. LORENTZ den Weg zu weisen.

In dieser Theorie wird angenommen, dass sich in allen Körpern kleine, elektrisch geladene Massenteilchen befinden, dass alle elektrischen Erscheinungen auf der Lage und Bewegung dieser „Ionen“ beruhen und dass die Lichtschwingungen Vibrationen dieser Teilchen sind. Durch die Ladung, Lage und Bewegung der Ionen ist dann der Zustand im Äther ganz bestimmt. Auf solch ein Ion wirken, wenn es sich durch ein magnetisches Feld bewegt, mechanische Kräfte wie die, wovon oben die Rede war und die dann auch die Änderung der Schwingungszeit erklären müssen. Prof. LORENTZ, dem ich diese Betrachtungen mitteilte, hat sofort die Freundlichkeit gehabt mir anzugeben auf welche Weise die Bewegung eines Ions in einem magnetischen Feld gemäss seiner Theorie bestimmt wird und hat mich darauf aufmerksam gemacht, dass falls die aus seiner Theorie folgende Erklärung richtig sein sollte, der Spektralstreifen an den Rändern cirkular polarisiert sein muss. Der Betrag der Verbreiterung des Spektral-

streifens würde dann benutzt werden können, um zu sehen, welches Verhältnis zwischen Ladung und Masse man in dieser Theorie dem Teilchen zuschreiben muss, das die betrachteten Lichtschwingungen ausführt.

Die ebengenannte höchst interessante Folgerung von Prof. LORENTZ betreffs des Polarisationszustandes in der magnetisch verbreiterten Spektrallinie habe ich im Versuch völlig bestätigt gefunden (§ 20).

18. Wir werden nun die Bewegungsgleichungen aufstellen für ein schwingendes Ion, das sich in der  $X Y$ -Ebene in einem homogenen Magnetfeld bewegt, in dem die magnetische Kraft in der Richtung der positiven  $Z$ -Axe läuft und den Werth  $H$  besitzt. Wir denken uns dabei das Koordinatensystem so gewählt, dass von der positiven  $Z$ -Axe aus gesehen, die  $+ X$ -Axe mit der  $+ Y$ -Axe durch eine Drehung um  $90^\circ$  in einer Richtung entgegen der des Uhrzeigers zum Zusammenfallen gebracht wird. Sei  $e$  die Ladung (in elektromagnetischem Masz) des positiv geladenen Ions und  $m$  seine Masse. Die Bewegungsgleichungen sind dann:

$$\left. \begin{aligned} m \frac{d^2 x}{dt^2} &= -k^2 x + e H \frac{dy}{dt} \\ m \frac{d^2 y}{dt^2} &= -k^2 y - e H \frac{dx}{dt} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1) ^1$$

---

<sup>1)</sup> Diese Gleichungen haben dieselbe Form wie die des FOUCAULT'schen Pendels und führen natürlich zu ähnlichen Resultaten.

Das erste Glied der rechten Seite drückt die übliche elastische Kraft aus, die das Ion nach seiner Gleichgewichtslage zurück treibt, das zweite die mechanische Kraft, die vom Magnetfeld herrührt.

Die Gleichungen werden befriedigt durch:

$$\left. \begin{aligned} x &= \alpha e^{st} \\ y &= \beta e^{st} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

falls:

$$\left. \begin{aligned} m s^2 \alpha &= -k^2 \alpha + e H s \beta \\ m s^2 \beta &= -k^2 \beta - e H s \alpha \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

Hierin sind nun  $m$ ,  $k$ ,  $e$ ,  $H$  als gegeben anzusehen.

Besonders interessiert uns die Schwingungszeit  $T$ .

Ist  $H = 0$ , so folgt aus (3)

$$s = i \frac{k}{\sqrt{m}} = i \frac{2\pi}{T},$$

oder:

$$T = \frac{2\pi\sqrt{m}}{k} \dots\dots\dots (4)$$

Ist  $H$  nicht 0, dann findet man aus (3) angenähert

$$s = i \frac{k}{\sqrt{m}} \left( 1 \mp \frac{e H}{2 k \sqrt{m}} \right)$$

Nennt man  $T'$  die Schwingungszeit in diesem Fall so ist:

$$T' = \frac{2\pi\sqrt{m}}{k} \left( 1 \pm \frac{e H}{2 k \sqrt{m}} \right) \dots\dots\dots (5)$$

Das Verhältniß der Veränderung der Schwingungszeit zur ursprünglichen Schwingungszeit wird

$$\frac{e H}{2 k V m} = \frac{e}{m} \cdot \frac{H T}{4 \pi} \dots \dots \dots (6)$$

Eine spezielle Lösung von (1) ist diejenige, bei der die Ionen sich in Kreisen bewegen. Bewegen sie sich in positiver Richtung (d. h. in der Richtung der Uhrzeiger für einen Beobachter der auf der Seite steht, wohin die Kraftlinien laufen) dann ist die Periode etwas kleiner als wenn sie sich in die negative Richtung bewegen. Die Periode wird im ersten Fall bestimmt durch den Wert von (5) mit dem unteren Zeichen, im zweiten Fall mit dem oberen.

Die allgemeine Lösung von (1) lehrt, dass ausser Kreisen durch die Ionen auch elliptische Bahnen beschrieben werden, die langsam drehen.

Im allgemeinen Fall, dass die ursprüngliche Bewegung des Ions eine willkürliche Lage im Raum hat, zeigt es sich leicht, dass die Projektion der Bewegung auf die  $X Y$  Ebene denselben Charakter behält. Die Projektion der Bewegung auf die  $Z$ -Axe ist eine gewöhnliche einfache Schwingung; sie ist unabhängig von der in der  $X Y$ -Ebene und hat auch keinen Einfluss auf sie und erfährt also keine Wirkung durch die magnetischen Kräfte. Natürlich ist die hier gegebene Betrachtung über die Bewegung eines Ions allein als allererste Skizze einer Theorie der Lichtbewegungen gemeint.

19. Stellen wir uns einen Beobachter vor, der eine Flamme, aufgestellt in einem Magnetfeld, in solcher Richtung betrachtet, dass die Kraftlinien von ihm weg oder auf ihn zu laufen. Denken wir uns, dass dieser Beobachter die Ionen von § 18 selbst in ihrer Bewegung verfolgen kann, dann wird das Folgende beobachtet werden. Es wird Ionen geben, die sich in Kreisen bewegen und die also cirkular-polarisiertes Licht aussenden; durchlaufen sie die Kreise rechtsum, dann wird die Schwingungszeit z. B. grösser sein als solange kein Magnetfeld da war, linksum dann wird diese kleiner sein. Es wird auch Ionen geben, die still zu stehen scheinen und die sich in Wirklichkeit mit unveränderter Schwingungszeit parallel den Kraftlinien bewegen. Drittens wird es auch Ionen geben, die sich in drehenden elliptischen Bahnen zu bewegen scheinen.

Will man überlegen, welcher Zustand im Äther durch die sich bewegenden Ionen erregt wird, so kann man von der folgenden Regel Gebrauch machen, die durch Prof. LORENTZ aus der allgemeinen Theorie abgeleitet worden ist. Hat in einem Molekül ein Ion  $P$  — wovon die Gleichgewichtslage  $P_0$  heissen mag — zwei oder mehrere Bewegungen *zugleich*, in dem Sinne, dass der Vektor  $P_0P$  in jedem Augenblick erhalten wird durch Zusammensetzung der Vektoren  $P_0P$ , die im selben Augenblick bei den einzelnen Bewegungen vorkommen würden, so wird im Äther in einem Abstand,

der sehr gross verglichen mit  $P_0P$  ist, der Zustand erhalten, indem man diejenigen Zustände, welche in den erwähnten einzelnen Fällen bestehen würden, auf einander superponiert.

Hieraus kann man vor allem ableiten dass eine Kreisbewegung eines Ions in Punkten, die auf der Axe liegen, cirkular-polarisiertes Licht geben.

Ferner kann man an Stelle der oben betrachteten elliptischen Bahnen eine für unseren Zweck mehr geeignete Zerlegung wählen. Man kann nämlich die Bewegung, die das Ion ausführt bevor die magnetische Kraft wirkt, zerlegen in eine geradlinige Schwingung parallel der  $Z$ -Axe und zwei kreisförmige (rechts- und links-laufende) in der  $X Y$ -Ebene.

Die erste bleibt unter dem Einfluss der magnetischen Kraft unverändert, von den letzteren werden die Schwingungszeiten verändert.

Durch ein Gitter werden die von den Ionenbewegungen herrührenden Schwingungen nach der Schwingungszeit sortiert, also die ganze Bewegung in drei Gruppen gespalten. Der Streifen wird ein Triplet bilden. Jedenfalls lässt sich wohl erwarten, dass die Spektrallinie breiter sein wird als ohne Magnetfeld und die Ränder cirkular-polarisiertes Licht aussenden werden <sup>1)</sup>.

---

<sup>1)</sup> Später bemerkte ich, dass STONEY, Trans. Dublin IV, das Auftreten von doppelten und dreifachen Linien im Spektrum auf ebensolche Weise durch die Drehung von elliptischen Bahnen der „electrons“ unter dem Einfluss störender Kräfte erklären will.

20. Eine Bestätigung der letzten Folgerung darf wohl sicher als ein Beweis für die Richtigkeit der Theorie von Prof. LORENTZ angesehen werden. Um dies durchs Experiment zu entscheiden wurde der Elektromagnet von § 2, aber nun mit durchbohrten Polen, so aufgestellt, dass die Verbindungslinie der Pole die Mitte der Gitters schnitt. Die *D*-Linien wurden mit der Lupe von FRESNEL betrachtet, worin ein vertikaler Draht gespannt war. Zwischen dem Gitter und der Lupe wurden das  $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen und der Nicol aufgestellt, die ich früher bei der Untersuchung der normalen polaren Reflexion an einem magnetisierten Spiegel benutzt habe <sup>1)</sup>. Das Plättchen und der Nicol wurden relativ zu einander so orientiert, dass rechtscirkular-polarisiertes Licht ausgelöscht wurde. Nun muss gemäss den obigen Ausführungen die verbreiterte Spektrallinie an dem einen Rand rechts- an dem anderen links-cirkular polarisiert sein.

Durch eine Drehung des Analysators um 90° muss das Licht, das erst ausgelöscht wurde, durchgelassen werden und umgekehrt. Oder auch: kehrt man die Richtung des Stromes um, dann muss, wenn erst die rechte Hälfte der Linie im Apparat sichtbar war, nun die linke es werden. Der Draht in der Lupe wurde auf die Linie eingestellt. Beim Umkehren des Stromes versprang die sichtbare

---

<sup>1)</sup> ZEEMAN. Zitt. Versl. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam 26 Januari 1895.



Linie! Dieser Versuch konnte beliebig wiederholt werden.

21. Eine geringe Abänderung obigen Versuches ist noch diese. Bei unverändertem Stand der  $\frac{\lambda}{4}$ -Platte wird der Analysator rundgedreht. Die verbreiterte Spektrallinie wird dann bei einer Umdrehung des Analysators zweimal breit und zweimal schmal.

22. Der Elektromagnet wurde  $90^\circ$  in einer horizontalen Ebene aus der Lage von § 20 heraus gedreht, so dass die Kraftlinien nun normal standen auf die Verbindungslinie des Spaltes mit dem Gitter. Die Ränder der verbreiterten Spektrallinie ergaben sich nun als *linear* polarisiert und zwar in einer Ebene die normal auf die Linie steht. Diese Erscheinung ist unmittelbar deutlich auf Grund der Betrachtung von § 19. Man sieht die Kreise, worin sich die Ionen bewegen und die normal zu den Kraftlinien stehen, nun mehr flach von der Seite.

23. Die Versuche 20 bis 22 kann man als einen Beweis dafür ansehen, dass die Lichtschwingungen durch die Bewegung von Ionen verursacht werden, wie sie durch Prof. LORENTZ in seiner Elektrizitätstheorie eingeführt worden sind. Aus der gemessenen Verbreiterung (§ 14) kann nun mit Hülfe der Beziehung (6) das Verhältnis  $\frac{e}{m}$  gefunden werden. Es zeigt sich dann, dass  $\frac{e}{m}$  von der

Ordnung  $10^7$  ist. Natürlich kann dieses Resultat der Theorie nur als eine erste Näherung angesehen werden.

24. Aus dem Versuch von § 20 kann man ableiten ob das positive oder negative Ion sich bewegt. Laufen die Kraftlinien in der Richtung zum Gitter, dann zeigte sich, dass die rechts-cirkular-polarisierten Strahlen eine kleinere Schwingungszeit erhalten. In Zusammenhang mit § 17 folgt daraus, dass es die positiven \*) Ionen sind die sich bewegen oder die wenigstens eine grössere Bahn beschreiben.

25. Vor allem da nun die Magnetisierung der Spektrallinien in der Theorie von Prof. LORENTZ interpretiert werden kann, wird ihre weitere Untersuchung sehr verlockend. Es drängen sich direkt eine Reihe weiterer Fragen auf. Es scheint vielversprechend für verschiedene Stoffe unter verschiedenen Bedingungen von Temperatur und Druck, bei verschiedener Stärke der Magnetisierung die Bewegung der Ionen zu verfolgen. Die weitere Untersuchung wird auch feststellen müssen, inwieweit die starken magnetischen Kräfte, von denen man annimmt, dass sie auf der Sonnen-oberfläche wirken, ihre Spektrallinien verändern können.

---

\*) Das Zeichen \* bezieht sich hier und im Folgenden auf Bemerkungen der Herausgeber, die jedesmal am Ende der vorliegenden Abhandlung zu finden sind.

Diese Abhandlung ist von Herrn Prof. Dr. P. EHRENFEST unter Berücksichtigung der Veröffentlichungen in "The Philosophical Magazine" und „Archives Néerlandaises des sciences exactes et naturelles" übersetzt aus: Zittingsverslagen der Kon. Akademie van Wetenschappen te Amsterdam, Band V, 1896—97, wo sie in zwei Teilen, den §§ 1—11 (31 Oktober 1896, pp. 181—184) und den §§ 12—25 (28 November 1896, pp. 242—248), erschienen ist.

\*) p. 90. Auf diese Stelle bezieht sich Prof. ZEEMAN's Fussnote in Abhandlung II dieser Sammlung, S. 97.

## II. DOUBLETS AND TRIPLETS IN THE SPECTRUM PRODUCED BY EXTERNAL MAGNETIC FORCES

ON a former occasion <sup>1)</sup> I have remarked that the elementary treatment of the general idea of the LORENTZ theory of the magnetic broadening of the spectral lines indicates that the broadened line must in some cases be broken up into a triplet. I have examined this subject somewhat more in detail. Further consideration shows that with a very strong magnetic field, a magnetically broadened line must be broken up into doublets or triplets according as the light is emitted in a direction parallel or perpendicular respectively to the lines of force. With a smaller intensity of the field, the line will be simply widened. The prediction of LORENTZ with regard to the polarization of the edges of the broadened lines having been fulfilled, it seemed worth while to pursue still further the study of the polarization of the lines. Even with magnetic forces insufficient to break up the line into a triplet, it might be possible to learn something more about the constitution of the widened line. It seemed to me to be of interest to investigate this point, and to see whether the explanation formerly given, intended as the very first sketch

---

<sup>1)</sup> Phil. Mag. for March 1897; c.f. this collection paper I.

of the motion of ions according to the theory of LORENTZ, was further confirmed by experiment.

Prof. OLIVER LODGE <sup>1)</sup> has suggested that, under some suppositions, we might conclude also that the line will be simply widened in a strong field. I take the liberty of stating briefly to the readers of the 'Philosophical Magazine' the preliminary results I have obtained in regard to these questions.

2. In § 18 of the cited paper, the motion of an ion in a magnetic field was treated according to LORENTZ's theory. The system of coordinates was chosen in such a manner that the axis of  $z$  was parallel to the magnetic force, the plane of  $(x, y)$  being perpendicular to it. Referring for the rest to the cited paper, I recapitulate that the considered motions of the ions, existing before the putting on of the magnetic force, were resolved into a rectilinear harmonic motion parallel to the axis of  $z$  and two circular (right-handed and left-handed) motions in the plane of  $(x, y)$ .

The first remains unchanged under the influence of the magnetic force, the periods of the last are changed.

3. Using the rule given by LORENTZ, therefore, we see that in the direction of the lines of force, right-handed and left-handed circularly polarized light of changed period must be propagated. The ions vibrating parallel to the lines of force of course

---

<sup>1)</sup> 'The Electrician' for February 28, 1897, p. 569.

do not cause any disturbance in the aether equivalent to light in that direction.

In a direction perpendicular to the lines of force, those motions of the ions which have a component parallel to the plane of  $(x, y)$  give plane-polarized light vibrating in a vertical plane and with changed period (I suppose the axis of  $z$  in a horizontal plane). The ions, however, moving parallel to the axis of  $z$  give electrical vibrations in a horizontal direction with unchanged period.

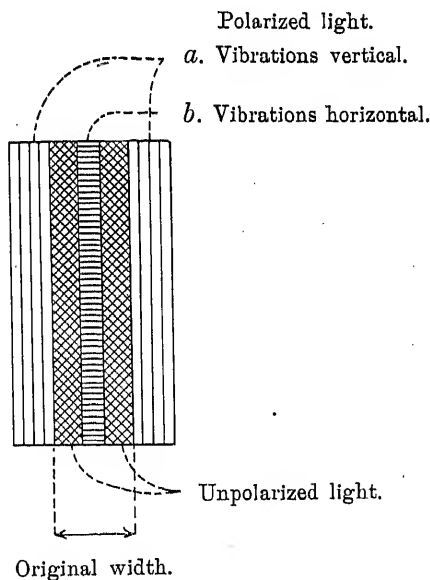
4. *Magnetic Doublets.* — Hence with every value of the magnetic force, an infinitely narrow spectral line breaks up into two lines, the light being emitted in the direction of the lines of force. However, for lines of finite width the magnetic change of the period must exceed somewhat that corresponding to *half the width* of the original line in order that the doublet may be seen. One of the components then must be over the whole width left-handed, the other right-handed circularly polarized.

5. *Magnetic Triplets.* — With finite width of the spectral line and observing in a direction perpendicular to the lines of force, the line is broken up into a triplet if the magnetic change of the period corresponds to *the whole width* of the original spectral line. Hence the magnetic force necessary to produce a triplet is equal to twice the value necessary for a doublet.

6. *Intermediate Forms of Magnetic Doublets and of Triplets.* — With magnetic forces less than

the ones supposed in §§ 4 and 5, forms intermediate between the unchanged spectral lines and the doublets and triplets may be expected. With the doublet only one particular intermediate form exists, viz., a line the edges of which are circularly polarized, the central part emitting unpolarized light. This case I described in my former paper.

Of triplets two intermediate forms may be distinguished.



I will call a line "Triplet *a*", if the magnetic change corresponds to somewhat more than half the width of the unchanged line. In this case the broadened line is composed in the following manner: the central part will emit horizontal vibrations, at both its sides bands of (chiefly, but not entirely)

unpolarized light border it, which again are enclosed by bands of vertically vibrating light. The accompanying diagram gives a rough scheme of the constitution of the line.

In "Triplet *b*" the magnetic change amounts to less than half the width of the original line. This case I described in my cited paper.

7. Hence we may expect that if we can just resolve the doublet, the magnetic force also is sufficient for triplet *a*.

As with sodium (*cf.* § 11) I did not succeed completely with the means at my disposal in observing the expected doublets and triplets, so with other substances I looked in the first place for magnetic doublets. We might expect then that further inquiry would show something about the triplets. At last I succeeded in observing with the blue\* line ( $\lambda = 480 \mu\mu$ ) of cadmium the doublet and the triplet *a*. It has already been remarked by EGOROFF and GEORGIEWSKY <sup>1)</sup> that cadmium also exhibits the broadening of the spectral lines under the action of magnetism.

8. The method of experiment was principally the same as that formerly used. As in my former experiments, I used a RUEMKORFF electromagnet. I missed, however, the beautiful ROWLAND grating I used in the laboratory of Prof. ONNES. I now only had at my disposal a smaller one with a radius

---

<sup>1)</sup> C. R. 1897, t. cxxiv. pp. 748 & 949.



of 6 ft., but like the Leyden one with 14438 lines to the inch. The second spectrum was very satisfactory. For the cadmium spectrum a spark was used between cadmium electrodes; with a lens, as often used in this manner by LOCKYER, an image of spark and electrodes was formed on the slit; it is then easily verified that the part of the spark just between the poles is analysed.

The above-mentioned cadmium line is especially sharp at the violet side.

Now I succeeded, indeed, in observing the expected phenomena (doublet and triplet *a*).

9. For observing the doublet along the lines of force a perforated pole was used. With a current of 30 amp. the distance of the poles being as small as possible without interfering with the cadmium electrodes, a perfectly defined doublet was seen. One of the components appeared to be left-handed, the other right-handed circularly polarized <sup>1)</sup> *over the whole width*. It might still be argued that the intervening dark space between the components is caused by a reversal and that it is not a doubling of the lines. However, then it must be supposed that this absorption-line just intercepts that part of a mag-

---

<sup>1)</sup> The sign of the circular polarization is the same in the case of this cadmium line and of the *D*-lines. I must, however, correct my statement in § 24 of my former paper. I now see that if the lines of force are running towards the grating, the right-handed circularly polarized rays appear to have the greater period. Hence the radiation is due chiefly to the motion of a *negatively*-charged particle. Probably my mistake arose from a faulty indication of the axis of the  $\lambda/4$ -plate used.

netically broadened line emitting unpolarized light. Now with a smaller value of the magnetic force the dark space becomes narrower. I grant that this is also the case with the supposed absorption-line. However, then a greater part of the broadened emission-line should emit unpolarized light, the smaller absorption-line now intercepting but a part of it. It appeared, however, that even with very narrow intervening dark space, the components of the doublet were entirely circularly polarized, and hence the intervening dark space seems to be different from an absorption-line. There is yet another argument against the interpretation that the dark space is of the nature of an absorption-band. Indeed, one should expect to see also reversal if looking across the lines of force. However, in this direction no trace of an ordinary absorption-line was visible with the same magnetic intensity. Hence we must conclude, I think, that I have really observed the doublet indicated by LORENTZ's theory.

10. Looking across the lines of force I succeeded in observing the phenomenon indicated as triplet *a* (§ 6, diagram). If no nicol was used only a broadened line was visible. A nicol oriented so as to get rid of light whose plane of polarization is vertical makes a dark well-defined line appear in the midst of the broadened line. Turning the nicol over  $90^\circ$  this dark line disappears, the lateral wings now being quenched, because these are polarized in a horizontal plane. All this is to be expected accord-

ing to § 6. The analysers in §§ 9 and 10 were inserted according to LODGE's <sup>1)</sup> advice before the light reaches the grating.

Till now I have not had the opportunity of measuring the intensity of the field used in §§ 9 and 10. I took care, however, to make them nearly equal in the two cases.

11. Finally it may be mentioned that I observed also traces of the phenomena described in §§ 9 and 10 with sodium. As the *D*-lines reverse so very easily by non-magnetic agency and as they show sometimes complicated phenomena (LOCKYER and CIAMICIAN <sup>2)</sup>), it seems difficult to see the phenomena pure and simple with sodium. It is true that it is not difficult to avoid perturbations caused by the motion of the piece of asbestos, as mentioned by EGOROFF and GEORGIEWSKY <sup>3)</sup> in their interesting note. To avoid disturbances of this kind I simply moistened the mouth-piece of the burner with a very concentrated solution of NaCl or NaBr. Small disturbances nevertheless easily make their appearance.

12. Although my inquiry is not yet closed, I think, however, that we can say that it seems to give new evidence in favour of the interpretation of the magnetization of the spectral lines given by LORENTZ's theory. When I have determined the

---

<sup>1)</sup> 'The Electrician' of 26 February, 1897.

<sup>2)</sup> C.F. KAYSER, Spectralanalyse, p. 305.

<sup>3)</sup> C. R. t. exxiv. p. 949.

intensity of my field, we can decide the question whether we can hope to obtain a pure triplet by augmentation of the magnetic force or by using narrower spectral lines, though, of course, it may yet turn out that the phenomena prove to be less simple. For a future paper also must be reserved the accurate measurement of the amount of the magnetic change with Cd and other substances <sup>1)</sup>, and therewith the discussion about the ratio between mass and charge of the ions in LORENTZ's theory. It is very probable that these "ions" differ from the electrolytical. It is true that by means of the latter many phenomena can be interpreted, as also is done in a paper by RICHARZ <sup>2)</sup>, where, *e. g.*, the molecular magnetism is explained by the motion of the ions, but the high value of  $e/m$  which I have found makes it extremely improbable that we have to deal with the same mass in the two cases. And LODGE <sup>3)</sup> has even pointed out in an extremely interesting paper that my value of  $e/m$  can be explained without the necessary motion of any "matter" at all.

*Appendix.* — On communicating the observations of this paper to Prof. LODGE, he most kindly informed me that he had already seen some of them himself. Especially he had seen the doubling of

---

<sup>1)</sup> I have experiments in progress (measurements of the photographed magnetized spectrum) by which I hope to be able to obtain fairly accurate values of the magnetic change.

<sup>2)</sup> Wied. Ann. lii. p. 385 (1894).

<sup>3)</sup> 'The Electrician', March 12, 1897.

the lines and shown them at the Royal Society soirée on May 20. He, however, did not suppose it to be a real doubling of the line, but thought it to be a broadening and a reversal. I have given my reasons (the chief being the circular polarization over the whole width) for thinking that I observed a real doubling. I am confirmed in this opinion because it corroborates the observation of the perpendicular polarizations of the middle and of the edges of the triplet  $\alpha$  (§ 10). As Prof. LODGE does not mention that he observed this last phenomenon, and as my point of view is different from his, his object not being in the first place to test LORENTZ's theory, I publish the paper in its original form, though it turns out that part of its contents has been observed by both of us independently <sup>1)</sup>.

---

<sup>1)</sup> *Disclaimer by Prof. LODGE.*

Having been asked to exhibit Prof. ZEEMAN's discovery at the Royal Society soirée I arranged apparatus to obtain it more powerfully, and thereby saw the new effects; but without any intention of trespassing on the prerogative of the discoverer.

What I saw concerning polarization was that, when looking across the lines of force, a nicol brought out the doubling (or tripling or quadrupling as the case might be) more sharply, no doubt by quenching the residual light; and that is restored the original appearance of the line when rotated through  $90^\circ$ . I mention this here as partially confirming Prof. ZEEMAN's most interesting and much more complete investigation, on the theoretical aspect of which at present I offer no further opinion. — Liverpool, June 6.

**MAGNETIC TRIPLET.** — With the grating of § 8 and with a very strong current and rightly-shaped conical poles I succeeded in observing also the pure triplet (§ 5) with cadmium. Again the blue \* cadmium line was examined which I have used for the other characteristic phenomena. The field used was about 32.000 C.G.S. Using this strong field and looking without a nicol across the lines of force the cadmium line was seen tripled, *i. e.*, broken up into *three* lines, separated by dark spaces. The existence of this triplet demonstrates, as it seems to me, irrefragably, and independently of the examination of the state of polarization, the magnetic nature of the phenomenon.

If now a nicol is placed in the rays with its plane of polarization horizontal, then only the two outer lines of the triplet are seen. A rotation of the nicol over  $90^\circ$  makes appear the central line and quenches completely the light of the outer ones. Hence the central line of the triplet emits plane-polarized light, the plane of polarization being vertical; the outer lines, on the other hand, emit light polarized in a horizontal plane. This result entirely confirms the considerations of § 3 and § 5. The question of § 12 is now answered. New evidence in favour of the interpretation by LORENTZ's theory of the mag-

netization of the spectral lines has been obtained.

14. *Measurement of Magnetic Change.* — The triplet and also the “triplet  $\alpha$ ” of § 6 enable us to measure accurately the magnitude of the magnetic change; on a former occasion <sup>1)</sup> I have given only the result of a rough measurement in order to determine the order of magnitude. Using the “triplet  $\alpha$ ” I have now obtained a far more reliable value. Looking across the lines of force and quenching the horizontal vibrations by means of a nicol the vertical vibrations only emerge. Using a grating there are to be seen two separate lines, consisting of vertical vibrations. The distance between the centra of these lines corresponds to the double change of the period. Of course, this distance can be measured far more accurately than the widening of a line. The accuracy of the measurement by means of a micrometer eyepiece is much increased if the grating gives brilliant lines. This quality is possessed by a grating in the possession of the laboratory of the University of Groningen. Its director, Prof. HAGA, kindly invited me to make some measurements with his apparatus, which were in full working order. The grating is mounted in a very stable manner, which, of course, is very favourable for accurate measurements.

15. For the particulars of the mounting I refer to HAGA's paper (Wied. Ann. lvii. p. 389, 1896),

---

<sup>1)</sup> Phil. Mag. March 1897, p. 230; c.f. this collection paper I.

The grating (best quality) has a radius of 10 ft. and 10.000 lines to the inch. The source of light used was a piece of asbestos paper soaked with molten salt and introduced into the flame of coal-gas fed with oxygen under high pressure. An image of the sodium flame was formed on the slit by means of a lens. Between the lens and the slit a large nicol was placed; the distance between the slit and the flame being about 50 cm. Care was taken that there were no absorption-lines in the spectrum of the non-magnetized flame.

16. The nicol was placed so that its plane of polarization was horizontal. With the putting on of the current the two lines mentioned in § 14 appear (*cf.* also § 10). The distance between these lines was now measured by means of a micrometer eyepiece. The movable frame carries cross-wires; the cross resembles that of St. Andrew. For spectroscopic measurements this cross is recommended (see *e. g.* SCHEINER, *Spectral-analyse der Gestirne*, p. 74). Illumination of the wires was necessary. Now the position of each of the  $2 \times 2$  lines formed by the  $D$ -lines was read. The difference between two readings gives the distance between the centra for  $D_1$  and for  $D_2$  in terms of the divisions of the screw-head (one revolution = 100 divisions). These differences are entered in the following table. The electromagnet soon became very hot by the heat generated by the necessary current (22 amp.) and by the action of the flame.



Hence it was impossible to make more than three or four measurements without interrupting the current.

Thirty-eight measurements give for the distance between  $D_1$  and  $D_2$  288 divisions. The probable error of one measurement of the magnetic change is 6.5 divisions for  $D_1$ , 4.5 for  $D_2$ . The results have the probable errors 1.5 and 1.0 divisions. The magnetic change is the same for the two sodium lines, the difference lying within the limits assigned by the probable errors. The intensity of the field (determined by a bismuth spiral) was 22,400 C.G.S. In this field the positive and negative magnetic change of the period amounts to  $\frac{1}{17,800}$ . Hence  $e/m$  is  $1.6 \cdot 10^7$ .

Distances between the Centra in divisions of screw-head.

| for $D_1$           | for $D_2$      |
|---------------------|----------------|
| 26                  | 36             |
| 18                  | 30             |
| 26                  | 32             |
| 45                  | 37             |
| 25                  | 46             |
| 28                  | 36             |
| 38                  | 46             |
| 42                  | 26             |
| 26                  | 33             |
| 33                  | 25             |
| 35                  | 32             |
| 53                  | 28             |
| 36                  | 31             |
| 51                  | 21             |
| 26                  | 34             |
| 26                  | 35             |
| 25                  | 37             |
| 31                  | 25             |
| 21                  | 25             |
| Mean $32.3 \pm 1.5$ | $32.4 \pm 1.0$ |

On a former occasion I have found by a rough measurement for the magnetic change  $\frac{1}{40,000}$ , the field being 10.000 C. G. S. Assuming proportionality between change and intensity the present measurements give for the said field  $\frac{1}{39,800}$ . The close agreement between the result of my rough measurement and the new one is of course the effect of mere chance, for the magnetic change in the case of sodium depends on temperature <sup>1)</sup>, which may have been different in the two cases. Probably it was not very high in the case now considered. The order of magnitude of  $e/m$  is entirely the same as the one formerly given.

17. The great brightness of the Groningen grating makes it possible to observe very nicely also with sodium the "triplet  $\alpha$ ", which I described for cadmium. If no nicol is used the exciting of the magnet seems to break up the sodium line into two lines, the phenomenon somewhat resembling the one observed if a nicol is used, but with this difference, that the darker part is not very dark and not narrowed; hence the appearance differs considerably from the one we are accustomed to observe with reversals.

The explanation will be (as was remarked by Prof. HAGA to the author) that now the three constituents of the triplet partially overlapping one another, the maxima are conspicuous and the inner

---

<sup>1)</sup> Phil. Mag. March 1897, p. 227, § § 3 and 4; c.f. this collection paper I.

part appears dark by contrast. Thus there would be no reversal in our case. This really seems to be so, as is confirmed by the following experiment. The above mentioned hazy dark line being visible a nicol was placed in the beam so as to get rid of light whose plane of polarization is vertical; now only the bright line which emits horizontal vibrations remains visible, but without the slightest trace of a reversal. For this observation it is of course very desirable to use a bright grating. I had no opportunity of obtaining a measurement of the doublet to be seen along the lines of force.

18. A few words may perhaps be said here concerning Prof. MICHELSON's paper in the July number of the Phil. Mag. MICHELSON applies his beautiful method of the interferometer to our subject, and there can certainly be but one opinion as to its particular advantages in such cases. Some of his results seem at first sight at variance with mine. Only in one case is there perfect agreement between MICHELSON's results and mine, viz. when the light is emitted along the lines of force. We both get a doublet in this case. MICHELSON adds that a broadening is inappreciable. Evidently he means a broadening of the components, which I did not advocate, though it exists in a slight degree in some cases. I referred in my first paper only to a broadening, because I had not yet resolved the doublet or the triplet. It is of course a proof of the superiority of MICHELSON's method that with relatively

weak magnetic forces he could recognize the duplicity, whereas for me it was not so easy.

Looking across the lines of force I have observed a triplet, whereas MICHELSON also for this case finds a doublet, though less clearly marked than in the other case. This certainly at first sight seems a great difference. I venture, however, to give the following explanation:—

Let us assume, not only that the visibility-curve is practically the same as that due to a doublet, but also that it is undoubtedly proved that a triplet cannot give a practically identical curve in some cases, of which I for myself am not sure at present. Granting that we must assent to a doublet the question arises whether there cannot be assigned another cause for the difference. I think there can. MICHELSON in making his experiments was yet unacquainted with the particular states of polarization in the triplet. I think that a sufficient reason for the difference mentioned may be found in the perpendicular polarizations of the outer lines and the central one of the triplet (§ 13) or of the central band and the outer edges of triplet *a* (§ 6).

Supposing that the apparatus was arranged in a horizontal plane, then the reflexions (under  $45^\circ$ ) from the two plane plates, one unsilvered and one semisilvered with a transparent film of silver, must weaken especially the horizontal vibrations and hence almost annihilate their influence. For unsilvered plates it is easily calculated that the in-

tensity of horizontal vibrations is under the circumstances stated weakened five or six times more than that of the vertical ones. This ratio is of course somewhat changed by the silver film. How much cannot be said without knowledge of further details.

If I have indicated the real cause, MICHELSON has observed a case analogous to my triplet  $\alpha$ , when a nicol is interposed in such a position as to get rid of the horizontal vibrations. Let us hope that Prof. MICHELSON will soon give us his opinion.

Amsterdam, July 10.

[*Note added August 10.*] — Prof. MICHELSON kindly informs me just now that he believes my explanation of the discrepancey in our results to be correct.

This paper was first published in: *Zittingsverslagen der Kon. Akademie van Wetenschappen te Amsterdam*, May 29<sup>th</sup> (§ § 1—12) and June 26<sup>th</sup> (§ § 13—17) 1897, Vol. VI, pp. 13—18 and 99—102. A translation that differed only slightly from the original paper and to which a new paragraph (§ 18) was added, appeared in: "The Philosophical Magazine" (5) Vol. XLIV (1897) pp. 55—60 and 255—259; this version is reprinted here.

\*) pp. 96 and 102. According to private information given by Prof. ZEEMAN to one of the editors of this reprint it appeared after the publication of this paper that the observed line was in fact not the blue Cd-line ( $\lambda = 480 \mu\mu$ ) but the indigo one ( $\lambda = 468 \mu\mu$ ).

### III. MEASUREMENTS CONCERNING RADIATION-PHENOMENA IN THE MAGNETIC FIELD

IN § 12 of my paper on "Doublets and Triplets"<sup>1)</sup> I mentioned already that I was occupied in photographing the spectrum of a source of light placed in a magnetic field. However, it was not until October last that good photographs of the characteristic phenomena were obtained; some specimens were shown at the October meeting of the Amsterdam Academy<sup>2)</sup>. In order to study further quantitatively the radiation-phenomena in the magnetic field I have made the following measurements. For purposes of measurement there are several advantages in photographing the outer components of the magnetic triplets, quenching the light of the middle line by means of a nicol. By this latter device<sup>3)</sup> we also are enabled to measure accurately the magnetic effect in lines not entirely separated into triplets.

---

<sup>1)</sup> Phil. Mag. xlv. pp. 55, 255 (1897); c.f. this collection paper II.

<sup>2)</sup> Cf. 'Nature', vol. lvii. p. 192. That it is not very easy to photograph the characteristic phenomena is shown by a paper in 'Nature' (vol. lvi. p. 420). The authors obtained only negative results. Mr. PRESTON, working apparently with the same grating, has quite recently succeeded in actually photographing all the appearances I have described. ('Nature', vol. lvii. p. 173).

<sup>3)</sup> And also by the method of CORNU (C.R. Oct. 18, 1897) and KÖNIG (Wied. Ann. Bd. lxii. p. 240, 1897).

I have measured negatives, obtained by means of a ROWLAND grating, using electrodes of various metals and a very strong field. The measurements, however, only refer to a relatively small part of the spectrum. I regret that it is not greater. Much time was lost because the grating was not mounted in the manner of ROWLAND, the various parts of the apparatus not being ready in time. Grating and camera-box were placed upon separate stands; it was now necessary to find the position of slit, grating, and camera-box for each part of the spectrum by a laborious process of error and trial. The dimensions of the camera-box permitted only the use of plates 13 or 18 centim. long. The results of this paper are hence to be regarded only as preliminary. I intend to go over the measurements once more and to make negatives of the whole spectrum, using a larger grating and the new apparatus, just now finished.

2. Measurements of the distance between the outer components of the triplet will also put to test the possible hypothesis, that it is only one kind of ions, having charges proportional to their effective masses, that are free to vibrate in the atom or molecule. On such an hypothesis, in a definite field the intervals between the outside components of the triplets should be (measured in change of wave-length) proportional to the square of the wave-length or (measured in difference of frequency) the same for all lines of the spectra of all

substances <sup>1</sup>). The measurements communicated prove that for different substances the magnetic change is at least *of the same order* of magnitude, and certainly not directly dependent upon the atomic weight. The variation of the phenomenon with wave-length, however, seems more complicated than follows from the hypothesis mentioned, and in fact in LORENTZ's theory there is no *à priori* reason to be given for its probability <sup>2</sup>).

3. The ROWLAND grating used was one of radius 6 feet and 14,438 lines to the inch. The second spectrum was used in most cases. With a medium-sized induction-coil and one large leyden-jar twenty minutes exposure was sufficient in the most sensitive part of the spectrum. Pure metals were used as electrodes. In each position of the apparatus always two (and often several) negatives were taken, one with and one without the magnetic field. The plates used were CADETT and NEAL and MARION instantaneous; they were developed with hydroquinone. In some photochemical difficulties Dr. ERNST COHEN was kind enough to give me his assistance.

The lines on the plates were identified by comparison with the solar spectrum. The negatives were measured on an ordinary dividing-engine, with a microscope reading directly to  $1/100$  of a

---

<sup>1</sup>) BECQUEREL, C. R. Nov. 8, 1897; LARMOR, Phil. Mag. vol. xliv. p. 503, § 4 (1897).

<sup>2</sup>) LORENTZ, Wied. Ann. Bd. lxiii. p. 278 (1897); LARMOR l. c. p. 506.



millimetre, or by estimating the tenths of divisions on the head to  $1/1000$  of a millimetre. The accuracy of the measurement of the interval between the components of course largely varies with the metal used as electrode. In a spectrum with sharp lines, for instance that of zinc or cadmium, this interval can be measured with an accuracy exceeding that of the magnetic measurements in our case. In the case of other substances, for instance copper or tin, the lines are so hazy, or of so small intensity, that it is only possible to make an estimation.

As an example of the accuracy obtained when magnetic triplets resulting from bright sharp lines are measured by means of the microscope of the dividing-engine, I will give some measurements concerning the line 4722 of the spectrum of zinc. The numbers in the following table are the readings ( $1/100$  of a millimetre) on the head of a micrometer-screw when the first and the second component respectively was under the wire.

Determination of Distance between the Outer Components of the Triplet. (Zinc,  $\lambda = 4722$ .)

| Component I.   | Component II. |
|----------------|---------------|
| 28.8           | 49.8          |
| 28.8           | 48.7          |
| 28.9           | 49.9          |
| 28.2           | 49.5          |
| 28.8           | 48.7          |
| 28.2           | 48.9          |
| Mean..... 28.6 | 49.3          |

Difference  $= 20.7 \times 1/100$  millim.

The negative was taken in the second spectrum. On the negative 1 millim. corresponded to about 4.41 Ångström-units.

The following results were obtained concerning lines in the blue, violet, and ultra-violet part of the spectrum.

4. *Zinc*. — The following tables contain under  $\lambda$  the wave-lengths of the spectral lines. The meaning of the different columns will be clear from the headings. The intensity  $H$  of the magnetic field was measured by means of a bismuth spiral. There is a slight uncertainty in the value of  $H$ , the temperature-coefficient of the bismuth wire not being accurately known.

| $\lambda$ | Distance between<br>components in<br>$\frac{1}{100}$ millim. | Scale of<br>negative. | Order of<br>spectrum. | $H$ .           |
|-----------|--|-----------------------|-----------------------|-----------------|
| 4811      | 18.6   | 1 millim.             | 2                     | $32 \cdot 10^3$ |
| 4722      | 20.7   | $= 4.41 \text{ A.U.}$ |                       |                 |
| 4680      | 25.1   |                       |                       |                 |
| 3345      | Imperceptible  | 1 millim.             | 3                     | $32 \cdot 10^3$ |
| 3303      | .....  | $= 2.94 \text{ A.U.}$ |                       |                 |
| 3282      | 0  |                       |                       |                 |

It appears, as is also indicated in the table, that some lines are *not* changed under the influence of the field, or at least so little that the magnetic change, if it exists, is extremely small <sup>1)</sup>. It deserves to be noted that between the first three

---

<sup>1)</sup> Cf. LORENTZ, l. c. p. 284.

lines in the table *clearly* showing the magnetic change, and the last three not showing it, there exists also another interesting difference. Indeed, the first are the group of three lines resulting from KAYSER and RUNGE's *second* subordinate series for the value 3 of the coefficient  $n$  in their formula <sup>1)</sup>. The second group of three lines follows from the *first* subordinate series,  $n$  being 4. Further inquiry must decide whether *all* lines of the first series are *not* influenced, only those of the second being changed.

#### 5. Cadmium. —

| $\lambda$ | Distance between<br>components in<br>$\frac{1}{100}$ millim. | Scale of<br>negative. | Order of<br>spectrum. | H.              |
|-----------|--|-----------------------|-----------------------|-----------------|
| 4800      | 22.0   | 1 millim.             | 2                     | $32 \cdot 10^3$ |
| 4678      | 24.2   | $= 4.41 \text{ A.U.}$ |                       |                 |

These are lines of KAYSER and RUNGE's *second* subordinate series <sup>2)</sup>,  $n$  being 3 (*cf.* zinc). The line 5086, also of this series, unhappily could not be measured, being situated too near the border of the negative.

6. Copper. — The lines of the copper spectrum are, at least between 4800 and 4300, so hazy that they could not be measured. A rough estimation of some lines gave about 30 hundredths of a millimetre for the distance between the components.

<sup>1)</sup> KAYSER u. RUNGE, Wied. Ann. Bd. xliii. p. 394 (1891).

<sup>2)</sup> KAYSER u. RUNGE, l. c. p. 399.

7. *Tin.* —

| $\lambda$ | Distance between<br>components in<br>$\frac{1}{100}$ millim. | Scale of<br>negative. | Order of<br>spectrum. | H.              |
|-----------|--|-----------------------|-----------------------|-----------------|
| 4585      | $\pm 35$   | 1 millim.             | 2                     | $32 \cdot 10^3$ |
| 4525      | Imperceptible  | $= 4 \cdot 46$ A.U.   |                       |                 |
| 4447      | $\pm ?$  |                       |                       |                 |
| 4184      | $\pm ?$  |                       |                       |                 |

The lines of the tin spectrum are very feeble. With the magnetic field off, the lines indicated in the table all clearly appeared on the negative after an exposure of 15 minutes. Exposing, however, with the field on, only the first two lines were on the plate, notwithstanding that the time of exposure was prolonged to 23 minutes, the other circumstances being the same as before. Apparently the first and the last two lines undergo a magnetic change; the last lines (being the feeblest) did not impress their components on the plate. The components of 4585 were so feeble that they disappeared if looked at through the microscope. For this reason I have made a scratch at each of the components by means of a needle, and have measured the distance of these scratches.

Amsterdam, December 31, 1897.

This paper is a reprint from: "The Philosophical Magazine" (5) XLV (February 1898) pp. 197—201. The substance of it was published for the first time in: Zittingsverslagen der Kon. Akademie van Wetenschappen te Amsterdam, October 30<sup>th</sup> and December 24<sup>th</sup> 1897, Vol. VI, pp. 260—262 and 408—411.

#### IV. ON AN ASYMMETRY IN THE CHANGE OF THE SPECTRAL LINES OF IRON RADIATING IN A MAGNETIC FIELD

IT is known that in the elementary treatment of the influence of magnetic forces on spectral lines according to LORENTZ's theory it is sufficient, if only one spectral line is considered, to suppose that in every luminous atom is contained one single movable ion moving under an attraction proportional to the distance from its position of equilibrium. All motions of such an ion can be resolved into linear vibrations parallel to the lines of force and two circular vibrations, right-handed and left-handed, perpendicular to the lines of force. The period of the first mentioned vibration remains unchanged, those of the last are modified, one being accelerated and the other retarded. The doublets seen along the axis of the field, the triplets seen across it are in this manner simply explained and also the observed polarisation phenomena. Besides we must expect according to the theory that the outer components of the triplet are of equal intensity and likewise the two circularly polarized components of the doublet. Eye observations as well as the negatives taken by myself and others have always confirmed till now this most simple symmetrical distribution of intensities. The question arises, cannot the external magnetic forces, suf-

ficient to direct the molecular currents assumed in the ionic theory of magnetism <sup>1)</sup>, favour the circular vibrations more than those along the lines of force <sup>2)</sup>. If this be assumed we are also compelled to admit that the revolution of the ions takes place more in a given direction than in the contrary. Hence then there must be a difference of intensity between the two outer components of the triplet and between the two components of the doublet. Although the ordinary magnetism of the highly-magnetic substances has probably disappeared in the spark, it seems rather natural to examine in the first place iron, nickel and cobalt in search of a phenomenon in which the "molecular currents" of AMPERE (or that part of these currents, which is produced by the motion of the light-ions) would manifest themselves optically. However, it seems to me by no means decided beforehand, that other substances would not exhibit something of this kind. I have however investigated in the first place iron.

The first results obtained were very promising. In the field used several of the iron lines exhibited on the negatives a more intense component at the

---

<sup>1)</sup> cf. RICHARZ. Wied. Ann. 52, p. 385, 410. 1894.

<sup>2)</sup> cf. LORENTZ. Versl. Ak. Amsterdam, October '97, p. 213. [It was pointed out by LORENTZ in the article referred to, that the phenomena observed by EGOROFF and GEORGIEWSKY can be explained, without any hypothesis of the kind mentioned, by the absorption which the rays from the posterior part of the flame undergo in the anterior part.]

less refrangible side of the spectrum. Further inquiry has however shown that this seemingly positive result seems to be of no value. I will give the results of my experiments only in abstract. Before describing them, it may be remarked, that, if a directing influence, as mentioned, exists, we must expect that the component at the less refrangible side must be intensified in the case of the triplet as well as in that of the doublet. The sign of the charge of the ions cannot have any influence upon this result.

2. Negatives were taken in the spectra of the third and second orders obtained by means of a ROWLAND grating (radius 10 ft., 14,438 lines to the inch). The part of the spectrum between 3000 and 4000 A. U., when viewed in the two principal directions across and along the lines of force, was studied with special care. The vast majority of the iron lines were, with the field used, resolved into doublets, triplets, quadruplets, etc.; only three or four lines seemed unaffected. Now I found in the case of a few lines inequality between the outer components of a triplet across and of the corresponding doublet along the lines of force. On the negative the component at the red side of the spectrum was darker, independently of a commutation of the current. Of course the difference of intensity is dependent upon the time of exposure. Upon some of the negatives the difference was for a special line perhaps 50 or 100 percent.

However it was plain enough, that the outer components of the triplets and also the two components of the doublets were, in the case of the *strong* iron lines, of equal intensity. Now in the case of feebler lines, one of which we will call  $L$ , perturbations will be possible due to the overlapping of one of the components of a "normal" triplet or doublet and a feeble line, say but slightly affected by magnetism. The latter line can (1) be present near  $L$  in the same spectrum; or (2) belong to a spectrum of another order from the line  $L$ ; or (3) by the very presence of the field a special line may become relatively to other lines more intense or a new line may be produced. By taking negatives with different fields it will, of course, be possible to avoid difficulties from these three causes, at least if the supposed line is narrow. We can, however, by taking also negatives in absence of the field exclude (1), and by taking negatives in spectra of different orders or by cutting off any interfering spectrum through the use of absorbents, (2). Having done this, it appeared that case (3) also sometimes occurs; the intensity of the iron lines relatively to the air lines varies considerably. New lines appear, at least lines absent on negatives taken with the field off became distinctly visible, while the intensity of the field was still insufficient to resolve the lines into triplets, etc.

The last mentioned perturbation is of course most deceptive. Using however fields of varying inten-



sities, I could avoid perturbation (3). Excluding however (1), (2), (3), only triplets, doublets etc. remained, which, I think, can only be called quite symmetrical. Hence up to the present time there is no evidence of a directing influence of the magnetic field on the orbits of the light-ions<sup>1)</sup>.

This paper was first published in: Zittingsverslagen der Kon. Akademie van Wetenschappen te Amsterdam, June 25<sup>th</sup> 1898, Vol. VII, pp. 122—124. A translation, which has been reprinted here, appeared in: Proceedings Royal Academy of Sciences at Amsterdam, Vol. I, pp. 98—100 and in: Astrophysical Journal IX. (1899) pp. 47—49.

---

<sup>1)</sup> cf. PRESTON, Phil. Mag. Vol. 45, p. 333. 1898.

## V. SOME OBSERVATIONS CONCERNING AN ASYMMETRICAL CHANGE OF THE SPECTRAL LINES OF IRON RADIATING IN A MAGNETIC FIELD

IN observing spectral lines resolved into triplets by the action of the magnetic field, one is certainly struck by the symmetrical position and the equal intensity of the outer components of these triplets. There are especially in the case of iron not a few of the stronger lines, which seem to represent ideal cases of triplets, as originally predicted by LORENTZ's theory. It is only after more attentive inspection that several faint triplets are seen in which one of the outer components is apparently more intense than the other. On a former occasion <sup>1)</sup> I pointed out that there were reasons for expecting triplets with a more intense lateral component toward the red. In *strong* fields I noticed a few. I could show however that most of these asymmetrical triplets were due to superpositions and I concluded that we had no evidence of a directing influence of the magnetic field on the orbits of the light-ions. No more was done upon this subject.

2. Some time ago Prof. VOIGT of Göttingen kindly communicated to me that he had deduced

---

<sup>1)</sup> Proceedings Royal Academy of Sciences at Amsterdam, June 1898. Astrophysical Journal, Vol. 9. Jan. 1899; c.f. this collection paper IV.

from theory that normal triplets must show in *weak* magnetic fields a remarkable asymmetry viz. the outer component toward the *red* has the *greater intensity*, the outer component toward the *violet* has the *greater distance* from the original line. In low fields these asymmetries will preponderate, disappearing however in strong fields <sup>1)</sup>.

It has given me much pleasure to undertake at Prof. VOIGT's request a testing of this result of his theory.

I made these observations the more willingly now I was in possession of a beautiful concave grating, which Prof. ROWLAND with kind courtesy has examined and selected for me. The grating is, like the one lent from the Leyden laboratory, ruled with 14438 lines to the inch and has a radius of about 3 M. The resolving power of the present grating is however superior to that of the one formerly used. Negatives now were taken generally in the second order.

3. I tried to study by eye observation, using the spectrum of the first order, the inequality of the outer components. Iron terminals (all following facts relate to this substance) were used. A NICOL's prism was placed before the slit with its plane of vibration vertical, in order that the outer components of the triplet only were visible.

---

<sup>1)</sup> VOIGT's paper will be published shortly in Wiedemann's Ann. under the title: „Dissymmetrie der ZEEMAN'schen Triplets”.

But notwithstanding the lateral components were but slightly separated and therefore the circumstances, and as to intensity of the field and as to facility of comparison, very favourable, I could not conclude to an indubitable inequality of the outer components. It may be that the flickering of the spark interferes rather infavourably with these observations.

4. I had more success with the photographs taken. I studied the spectrum of the second and third orders; between 3400 and 3900 tenth metres in the second and a somewhat smaller part in the third order.

I did not introduce a nicol between the spark and the slit. The strength of the field may be roughly characterized by the statement that about two thirds of the more intense lines were resolved into triplets or quadruplets (showing with the field used for the greater part as doublets). It was now possible to look for inequality of intensities and at the same for asymmetry of the distances. Excluding the lines where the before mentioned perturbations interfered<sup>1)</sup>, I have found several lines, which showed the asymmetries predicted by VOIGT; it is true, in a very small degree. Some lines showed the asymmetry of the intensities only or of the distances only, but other lines the two asymmetries

---

<sup>1)</sup> Proceedings Royal Academy Amsterdam, June 1898. Astrophys. Journal. Vol. 9. Jan. 1899; c.f. this collection paper IV.

at the same time. The phenomenon is however extremely small.

The difference of the distances between the components toward red and toward violet and the original line never exceeds a few percent.

For the moment I will not communicate the amount of the asymmetries of different lines. Either both or one of the asymmetries are shown by the following lines:

3498.00, 3687.60, 3709.40, 3735.01, 3763.91,  
3878.71 <sup>1)</sup>).

5. As the outer components of quadruplets behave in a normal manner I have looked for an inequality of intensity between these components. The field used was somewhat stronger than the one mentioned in § 4. There was a difference in the expected sense in the case of the lines:

3466.01, 3475.61, 3705.73, 3722.73, 3872.65.

Moreover 3466.01 and 3705.73 showed a displacement toward the violet of the mean of the outer components relatively to the mean of the inner ones. This result is confirmed, at least for 3466.01, by an observation of REESE: "but the most careful measurements that I could make indicated a possibility that in the case of 3466.0 the mean of the inner pair is a trifle further toward the red than

---

<sup>1)</sup> The wave-lengths of the spare-spectrum according to EXNER and HASCHEK.

that of the outer pair <sup>1)</sup>”. VOIGT’s developments only refer to triplets, but, I think, we may consider also these observations concerning quadruplets as indications in favour of the theory.

6. The line 3733.46 is so modified as to be a triplet, the component toward the violet being at a *smaller* distance from the original line than the component toward the red. There seemed to be no inequality of intensity of the outer components. Of the triplet 3824.58 the component toward *the violet* is apparently more intense than the component toward the red. It does not seem to me very probable that in the last mentioned case there is some perturbation by the presence of the air-line 3824.4 (NEOVIVUS), because the component is far from hazy and the air-line very faint. It is invisible upon a negative taken with a very low field but with a time of exposition equal to that used in taking the negative with the more intense component toward the violet.

It must remain for further inquiry to decide whether these observations must be explained by an extension of theory or by some perturbing cause not yet taken into account.

7. From the mentioned observations we may draw, I think, the conclusion that the observed asymmetries are very probably real. The extreme

---

<sup>1)</sup> Notes on the ZEEMAN-Effect, Johns Hopkins Un. Circular. June 1899, N<sup>o</sup>. 140. Phil. Mag. Sept. 1899.

minuteness of the asymmetry makes it desirable however to establish further its reality. I hope to do this in a future paper.

Finally it is to be observed, as was remarked to the author by Prof. VOIGT, that my observation does not decide between his theory and that of LORENTZ, but confirms the common basis of both theories <sup>1)</sup>.

[Addition of Jan. 15. I have lately found that in the case of the triplet and quadruplet of cadmium 4678 and 4800, and the triplet and quadruplet of zinc 4680 and 4722, the outer components toward red are decidedly more intense than the components toward violet. Measurements of the distances were not yet made.

The line 3733 mentioned in § 6 happens to be one of the lines showing "reversed polarisation". Probably this deviation from the normal polarisation will account also for the reversed asymmetry of the distances.

I doubt however at the possibility of the suggested explanation in the case of a few other lines, lately examined, and which apparently exhibit the behaviour mentioned in the beginning of § 6.]

---

<sup>1)</sup> The relation between these theories is exposed by LORENTZ. Physik. Zeitschrift v. Riecke u. Simon. S. 39. 1899.

This paper was first published in: Zittingsverslagen der Kon. Akademie van Wetenschappen te Amsterdam, December 30<sup>th</sup> 1899, Vol. VIII, pp. 328—331. A translation, which has been reprinted here, appeared in: Proceedings Royal Academy of Sciences at Amsterdam, Vol. II, pp. 298—301.



## VI. WEITERES ZUR UNSYMMETRISCHEN AENDERUNG DER SPECTRAL-LINIEN IN EINEM MAGNETFELDE

VON VOIGT <sup>1)</sup> ist theoretisch entdeckt worden, dass die Triplets in welche durch die Einwirkung eines Magnetfeldes, bei Beobachtung senkrecht zu den Kraftlinien, viele Spectrallinien zerlegt werden in schwachen Feldern eine Dissymmetrie zeigen müssen. Die nach Rot hin liegende Componente soll die stärkere sein, der Abstand aber der nach Violett hin liegenden Componente von der mittleren grösser, als derjenige der nach Rot hin liegenden. In starken Feldern sollen beide Dissymmetrien verschwinden.

Ich habe an einigen Eisen- und Zinklinien diese Resultate der Theorie geprüft und, wie ich glaube, bestätigt gefunden <sup>2)</sup>. Da indessen die gefundene Dissymmetrie ausserordentlich gering ist, so schien es mir erwünscht die Untersuchung fortzusetzen und noch weiter die Realität einer Erscheinung zu bestätigen, welche zu den Theorien von LORENTZ und von VOIGT in einem besonderen Verhältnisse steht <sup>3)</sup>.

---

<sup>1)</sup> VOIGT. Ueber eine Dissymmetrie der ZEEMAN'schen normalen Triplets. DRUDE's Annalen. 1. p. 376. 1900.

<sup>2)</sup> In VOIGT l. c. p. 386. und Proc. Kon. Ak. v. Wet. Amsterdam 30 Dec. 1899.

<sup>3)</sup> VOIGT l. c. p. 384. LORENTZ. Physik. Zeitschr. I, p. 39. Rapport intern. Congrès Paris. p. 33. 1900.

Dissymmetrien in demselben Sinne sind auch von REESE <sup>1)</sup> gelegentlich einer nicht absichtlich darauf gerichteten Untersuchung beobachtet worden.

Nach Abfassung meiner obengenannten Arbeit habe ich noch viele Messungen an Negative angestellt, worauf sich Triplets vorfanden und im Allgemeinen die früheren Resultate bestätigt gefunden. Die Negative wurden mit einem ROWLAND'schen Gitter aufgenommen welches nach dem ROWLAND'schen Plane aufgestellt war. Der Funken dessen Spectrum erzeugt wurde, sprang in einem möglichst homogenen Felde über, und es wurden dann Negative bei einigen wenigen Feldstärken aufgenommen. Es liegt aber gerade darin ein Nachteil der befolgten Methode. Es kommen nämlich auf einer Platte immer nur sehr wenige Triplets vor, die *eben* zerlegt sind, wobei also die Dissymmetrie am ersten zu erwarten ist; die breiteren Linien sind noch nicht, die feineren schon zu weit getrennt.

Es scheint für unseren Zweck daher besser eine ausgedehnte Lichtquelle zu benutzen, welche in ihren verschiedenen Teilen verschieden starken magnetischen Kräften ausgesetzt ist.

Man kann dann das Spectrum der verschiedenen Teile der Quelle untersuchen indem man ein Bild derselben auf dem Spalt des Spectral-apparates

---

<sup>1)</sup> REESE. Astrophysical Journal. Vol. 12. p. 134. 1900.

entwirft. Als solcher ist aber ROWLAND's Apparat nach dessen Plane aufgestellt das ungeeigneteste Instrument, welches man wählen kann, da es die in einigen Hinsichten gerade so vorteilhafte Eigenschaft besitzt das von einem Punkte des Spaltes ausgehende Licht zu einer Linie auszudehnen. Wegen dieses Astigmatismus mischt es aber die Spectra der verschiedenen Stellen der Quelle wieder durcheinander.

2. RUNGE und PASCHEN <sup>1)</sup> haben darauf aufmerksam gemacht, dass wenn paralleles Licht auf das Concavgitter fällt, und sich also der Spalt im Brennpunkt einer Linse befindet, man die Dispersion etwa auf die Hälfte reducirt aber eine vierfache Helligkeit bekommt und zugleich den Vorteil hat, dass in der Nähe des Brennpunktes das Bild des Spaltes, wie die Gittertheorie zeigt, stigmatisch ist.

Nach ROWLAND <sup>2)</sup> ist der Radiusvector der Focalkurve

$$r = \frac{R \rho \cos^2 \mu}{R (\cos \mu + \cos \gamma) - \rho \cos^2 \gamma} \dots\dots\dots (1)$$

falls der Ursprung in der Mitte des Gitters gewählt wird. Es bedeuten in dieser Formel,  $\mu$  der Winkel zwischen  $r$  und dem Krümmungsradius  $\rho$  des

<sup>1)</sup> RUNGE und PASCHEN. Ueber die Seriespectra der Elemente Sauerstoff, Schwefel und Selen. Wied. Ann. Bd. 61 p. 641. 1897.

<sup>2)</sup> ROWLAND. Phil. Mag. Vol. 16. p. 197. 1883.

Gitters;  $R$  und  $\gamma$  sind die Coordinaten der Lichtquelle.

Bei der Anordnung von RUNGE und PASCHEN ist  $R = \infty$ , also

$$r = \frac{\rho \cos^2 \mu}{\cos \mu + \cos \gamma} \dots \dots \dots (2)$$

Die Halblänge  $c$  des astigmatischen Bildes ist <sup>1)</sup>

$$c = -z + z \sqrt{\frac{r(\cos \gamma + \cos \mu)}{\rho} - \frac{1}{R}} \dots \dots (3)$$

woselbst  $z$  die halbe Sehne ist eines Durchschnit-  
tes des Gitters mit einer Ebene, welche durch den  
Krümmungsmittelpunkt, die Mitte des Gitters und  
parallel den Furchen gelegt ist.

Es wird (3) für  $R = \infty$

$$c = -z + z \sqrt{\frac{r(\cos \mu + \cos \gamma)}{\rho}} \dots \dots (4)$$

oder nach (2)

$$c = -z + z \cos \mu \dots \dots \dots (5)$$

$c$  kann also Null werden und zwar für  $\mu = 0$ ,  
d. h. falls man in der Normale des Gitters be-  
obachtet.

3. Ein grosses ROWLAND'sches Gitter von 15 cm.  
Durchmesser und etwa 6.5 M. Radius habe ich in  
der angegebenen Weise aufgestellt. Das einfallen-  
de Lichtbündel war dadurch parallel gemacht, dass

---

<sup>1)</sup> MITCHELL. Johns Hopkins Un. Circulars. Nr. 135.  
p. 57. 1898.

der Spalt im Brennpunkte eines Hohlspiegels angebracht wurde <sup>1)</sup>, wodurch die chromatische Aberration und die Absorption beseitigt wird. Als Hohlspiegel diente ein Teleskopspiegel von 15 cm. Oeffnung und 2.20 M. Radius. Man muss dafür Sorge tragen, dass das Licht möglichst normal den Spiegel trifft sodass das vom Spiegel reflectirte Licht genau parallel wird. Abweichungen von der Parallellität machen sich gleich in einer Verschiedenheit des Focus für horizontale und verticale Linien bemerkbar.

Es ist ein Nachtheil dieser Anordnung, dass Gitter und Camera nicht mehr fest verbunden sein können. Man muss für jeden Teil des Spectrums die richtige Position der Camera von Neuem aufsuchen.

4. Sehr interessant ist es mit der beschriebenen Aufstellung eine zwischen den Magnetpolen befindliche und sich ausserhalb des Zwischenraumes fortsetzende Natriumflamme zu beobachten.

Sehr geeignet dazu ist die Gas-sauerstoffflamme, welche bei sehr geringen Querdimensionen eine grosse Länge und doch grosse Stabilität haben kann und worin man die Quantität des Natriums leicht durch Einführung eines glühenden Glasstabs regulirt. In verschiedener Höhe des Gesichtsfeldes sieht man die verschiedenen Phasen des Phänomens bei Änderung der Feldstärke. Nach Beseitigung der mittleren Linien des Quadruplets der Linie

---

<sup>1)</sup> PASCHEN. Wied. Ann. Bd. 48. p. 272. (1893).

$D_1$  durch einen Nicol kann man die Intensität der äusseren Linien vergleichen. Ich habe bisweilen geglaubt einen Unterschied der Componenten in der von der Theorie geforderten Richtung direct beobachten zu können. Es ist nun aber allbekannt wie leicht man bei ähnlichen Beobachtungen Selbsttäuschungen ausgesetzt ist. Ich hatte noch keine Gelegenheit Negative der  $D$ -Linien unter den beschriebenen Umstände anzufertigen.

5. Ausser Flammen eignen sich auch Metaldämpfe in GEISSLER'schen Röhren vorzüglich zu unserem Zweck. Ich habe Versuche mit evacuirten Röhren angestellt, worin sich ein Tropfen Quecksilber befand und deren Kapillare etwa 8 cm. Länge hatte. Bei Erhitzung mit einer kleinen Flamme geben diese Röhren sehr lichtstarke Spectra, die hauptsächlich aus einer blauen, einer grünen und zwei gelben Linien bestehen.

Die blaue Linie (4359 A. E.) habe ich sehr leicht photographiren können. Leider aber findet die VOIGT'sche Theorie darauf keine Anwendung weil die Linie in sehr complicirter Weise durch das Magnetfeld beeinflusst wird <sup>1)</sup>).

6. Versuche mit Cadmiumröhren sind im Gange. Sehr lange Funken zwischen Cadmium und Zink-electroden konnte ich nicht erhalten ohne zu gleicher Zeit die Querdimensionen grösser als die Ausdehnung meines Magnetfeldes zu machen, wo-

---

<sup>1)</sup> RUNGE u. PASCHEN. Physik. Zeitschr. 1. p. 480. 1900.

durch die gewünschte Homogenität des Feldes in einer bestimmten Richtung störend wird.

Wohl aber gelingt es die Funkenlänge hinreichend gross zu wählen um verschiedene Trennung der Componenten beobachten zu können.

Nach Beseitigung der mittleren Componente durch einen Nicol gelingt es dann bei den blauen und grünen Zink- und Cadmium-Linien, die ich in einer Note zu meiner vorigen Mitteilung nannte <sup>1)</sup>, direct eine Dissymmetrie der Intensität zu beobachten. Eine Ausmessung der Negative muss noch stattfinden.

Diese Abhandlung ist ein Neudruck aus: Archives Néerlandaises des sciences exactes et naturelles (2), 5 (1900) (Livre jub. déd. à H. A. LORENTZ) pp. 237—241.

---

<sup>1)</sup> Proc. Kon. Ak. v. Wet. Amsterdam. p. 301. 1899/1900; Abhandlung V dieser Sammlung, S. 127.

## VII. SOME OBSERVATIONS ON THE RESOLVING POWER OF THE MICHELSON ECHELON SPECTROSCOPE

ON a recent occasion <sup>1)</sup> I have given a few observations on this subject. The acquiring of some new data induces me to return to it in this place.

In his "Investigations in optics" Lord RAYLEIGH <sup>2)</sup> expressed the wish that spectroscopists in possession of powerful instruments would compare the actual resolving power with that of which they are theoretically capable and remarked that a carefully arranged succession of tests of gradually increasing difficulty would be of especial value.

I remembered these remarks as I tested the very original echelon, invented by MICHELSON.

The echelon at my disposition, made by HILGER, London, consists of thirty plates each about 7,8 m.m. thick, made of light flint-glas, set with 1 m.m. steps. A clear aperture of 1 m.m. is left beyond the width of the largest glassplate. The number of apertures  $n$ , operative in the formation of the spectrum is hereby one more than the number of plates. The mounting was somewhat improvised. Telescope and collimator belonging to a KIRCHHOFF spectroscope

---

<sup>1)</sup> BOSSCHA. Collection of Memoirs. Archiv. Néerl. sér. II. T. 6, p. 319. 1901.

<sup>2)</sup> Phil. Mag. 1879, 1880.



were employed. The telescopes had object-glasses of 50 cm. focus and 38 m.m. aperture. It is evident that in order to get greater intensity, glasses of shorter focus would have been preferable.

Denoting by  $d\lambda_1$  the difference of wave-length of spectral lines when they are just distinguishable as separate in the spectroscope, by  $t$  the thickness of the plates of glass, and by  $n$  the above mentioned number, then we know

$$q_t = \frac{d\lambda_1}{\lambda} = \frac{\lambda}{knt} \dots\dots\dots (1)$$

if

$$k = (\mu - 1) - \lambda \frac{d\mu}{d\lambda},$$

The resolving power is given by

$$r = \frac{\lambda}{d\lambda_1} = \frac{knt}{\lambda} \dots\dots\dots (2)$$

For the green line  $\lambda = 5460$  A. U. we obtain in the case of our echelon  $r = \frac{0,63.31.7,8}{5460.10^{-7}} = 280000$  and

$$q_t = \frac{d\lambda_1}{\lambda} = 3,6.10^{-6}.$$

In the calculation of  $k$  I used the following values of the refractive indices given to me by HILGER

$$\mu_C = 1.5713$$

$$\mu_D = 1.5753$$

$$\mu_F = 1.5853$$

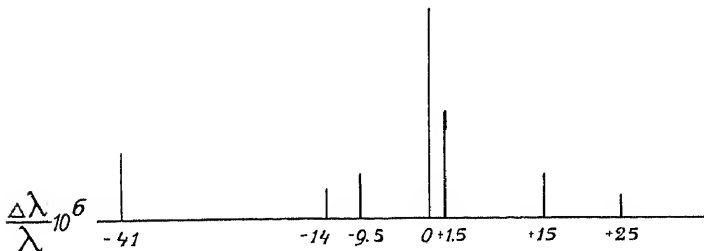
$$\mu'_G = 1.5936$$

Henceforth I will denote by  $q_t$  the theoretical

value of the limit of resolution calculated according to (1), by  $q_e$  the experimental value. By means of a HOFFMANN direct vision spectroscope the light of the vacuum tubes (driven by a RUHMKORFF) undergoes the necessary preliminary analysis. In some cases absorbing media were therefore sufficient. In some experiments the mercury arc-lamp of FABRY and PEROT was used.

2. The very intense *green* (5460) line of *mercury* was investigated first. Using the echelon in a position in which two strong lines of equal intensity corresponding to successive orders of the radiation were visible, I could distinguish also 5 faint, very narrow lines between the principal ones. The distance between two pairs of these lines was very small.

As I could not find a table of the wave-lengths of these feeble radiations, I addressed myself to MESSRS FABRY and PEROT. I am very much obliged



to MESSRS PEROT and FABRY for their kindness to investigate for me anew the green radiation of the mercury arc in vacuo.

The following scheme represents the constitution of this very complex radiation according to their observations. The ordinates are *approximately* proportional to the intensities.

The given numbers are only approximate, especially (—14) and (—9,5).

The radiation (+1,5) was observed by FABRY and PEROT only in the radiation of a MICHELSON tube; it is too approximate to the principal radiation to be seen separately in the arc light. In the photographic reproduction in the *Astrophysical Journal* <sup>1)</sup> of the interference fringes of the green mercury line the radiation (—41) coincides with the radiation (+15) and is therefore invisible.

I could distinguish very clearly the radiations (—9,5) and (—14) as separate lines. For these radiations  $q = \frac{d\lambda}{\lambda} = 4,5 \cdot 10^{-6}$  or  $r = 222000$  and hence  $q_e$  rather smaller; calculation gave  $q_t = 3,6 \cdot 10^{-6}$ .

Using the *green* line of *thallium* <sup>2)</sup> I extremely easily distinguished the faint radiation at a distance  $\frac{d\lambda}{\lambda} = 21 \cdot 10^{-6}$  from the principal radiation, but I could not see as a separate line the one determined by  $\frac{d\lambda}{\lambda} = 3 \cdot 10^{-6}$ .

<sup>1)</sup> FABRY and PEROT. *Astrophysical Journal*. Vol. 13. p. 272. 1901.

<sup>2)</sup> FABRY et PEROT. *Ann. de Chim. et de Phys.* (7) 16. p. 134. 1899.

Hence  $q_e$  exceeds  $3 \cdot 10^{-6}$  but is smaller than  $21 \cdot 10^{-6}$ .

Indeed for the thallium radiation (5440)

$$q_t = \frac{5440 \cdot 10^{-7}}{0,63 \cdot 31,7,8} = 3,6 \cdot 10^{-6}.$$

For the *green* (5086) line of *cadmium* it was just possible to see that this line is a double one. The distance of the components is according to FABRY and PEROT  $\frac{d\lambda}{\lambda} = 5 \cdot 10^{-6}$ . <sup>1)</sup> For  $\lambda = 5086$  I calculate  $q_t = 3,2 \cdot 10^{-6}$ . Hence with the mentioned echelon it is possible to almost reach the limit of the theoretical resolving power.

3. Perhaps the best series of tests of gradually increasing difficulty can be obtained by observation of the change of spectral lines in magnetic fields of gradually increasing intensities, a nicol between source and apparatus being used in order to reduce the complexity of the radiation. In this manner all values between e.g. 0.001 A. U. to about 1 A. U. can be obtained. Corresponding herewith are the values  $q_t = 0,2 \cdot 10^{-6}$  and  $r = 5\,000\,000$  resp.  $q_t = 200 \cdot 10^{-6}$  and  $r = 5000$ . The performances of echelons and interferometers and of ordinary spectroscopes with a few glass prisms lie between the limits indicated. This test I have not yet applied systematically to the mentioned echelon.

---

<sup>1)</sup> l. c. p. 137.

In order however to show its fitness I will use some observations of Lord BIRTHSWOOD and Dr. MARCHANT <sup>1)</sup>. In their § 6 „Results obtained of the ZEEMAN Effect on the Chief Lines of the Mercury Spectrum” p. 397 these authors communicate observations with an echelon spectroscope concerning the difference in wave-length between the components of the outer components of the sextet of the blue (4358) line of mercury. The following table is an extract ( $\delta\lambda_3$  in Å. U.).

| $H$    | $\delta\lambda_3$ |
|--------|-------------------|
| 5.000  | .....             |
| 12.100 | .....             |
| 12.900 | 0.052             |
| 20.000 | 0.098 ?           |
| 21.300 | 0.09              |
| 23.400 | 0.098             |

For a value of the field between 12.100 and 12.900 the splitting up of the lines becomes sufficient to make them appear as separate lines *on a photograph* (upon which the measurements were taken). Two lines can of course be *seen* separated at a considerably smaller distance.

Thus now  $q = \frac{0.052}{4358} = 11.9 \cdot 10^{-6}$  and  $q_0$  considerably smaller. For the echelons of these observers we have  $t = 7.5$ ,  $n = 15$ .

With these data I calculate  $q_t = 5.3 \cdot 10^{-6}$ .

<sup>1)</sup> Phil. Mag. Vol. 49, p. 384, 1900.

Thus it appears from the data given in this paper that it is possible to manufacture echelons, performing nearly as well as they are theoretically capable.

This paper was first published in: Zittingsverslagen der Kon. Akademie van Wetenschappen te Amsterdam, November 30<sup>th</sup> 1901, Vol. X, pp. 298—302. A translation, which has been reprinted here, appeared in: Proceedings Royal Academy of Sciences at Amsterdam, Vol. IV, pp. 247—251.

## VIII. OBSERVATIONS ON THE MAGNETIC ROTATION OF THE PLANE OF POLARISATION IN THE INTERIOR OF AN ABSORPTION BAND

THE difficulties of a complete theory of emission are partly avoided in a treatment beginning with the absorption, and this may have been the reason why VOIGT <sup>1)</sup> has followed this procedure, though it must be granted that in his method an explanation of the mechanism of the phenomena as in LORENTZ's theory cannot be given <sup>2)</sup>. In VOIGT's theory the separation of a spectral line by the action of a magnetic field is found as the separation of an absorption line.

Some particulars in this separation were anticipated by this theory <sup>3)</sup> and confirmed by experiment <sup>4)</sup>.

The long known phenomenon of the rotation of the plane of polarisation and the magnetic separa-

---

<sup>1)</sup> VOIGT. Wied. Ann. 67, p. 345, 1899.

<sup>2)</sup> For a comparison of the advantages of the theories of LORENTZ and of VOIGT, see LORENTZ. Rapports, congrès, Paris T. III. p. 16, 33, 1900 and Phys. Zeitschr. 1 p. 39, 1899. cf. also PLANCK. Sitz.ber. Ak. Berlin, p. 470, 1902.

<sup>3)</sup> VOIGT. Drude's Ann. 1, p. 376, 1900.

<sup>4)</sup> ZEEMAN. Versl. Akad. Amsterdam, Dec. 1899 and Archiv. Néerl. (2), 5, p. 237; c.f. this collection papers V and VI.

tion of the spectral lines were closely connected <sup>1)</sup>).

One result, however, of VOIGT's <sup>2)</sup> theory relating to the rotation of the plane of polarisation in the interior of an absorption band seemed to be in contradiction with the results of CORBINO <sup>3)</sup> or at least were not confirmed by the experiments of SCHMAUSS <sup>4)</sup>. The theory of VOIGT requires a negative <sup>5)</sup> rotation of the plane of polarisation in the interior of an absorption band; CORBINO, however, only succeeded in observing a very small positive rotation.

It would be very remarkable, however, if there existed a disagreement between theory and observation in this special field so closely connected with other well understood phenomena.

I have been experimenting for some time on this subject. In performing these experiments I have been aided in an excellent manner by Mr. HALLO.

I have succeeded in observing a negative rotation in the interior of an absorption band, the results of my observations being in perfect *qualitative* agreement with VOIGT's theory.

2. The method used in the following observations on the rotation in sodium vapour is in principle

<sup>1)</sup> cf. also LARMOR. Aether and Matter, p. 203.

<sup>2)</sup> VOIGT. Ann. der Physik. (4), 6, p. 784, 1901.

<sup>3)</sup> CORBINO. Atti R. Acc. dei Lincei. Vol. 10 p. 137, 1901, Nuovo cimento Febbraio 1902.

<sup>4)</sup> SCHMAUSS. Ann. d. Phys. 2 p. 280, 1900.

<sup>5)</sup> The magnetic rotation in the vicinity of the band is positive in sodium vapour.



the same as that which has been used by VOIGT <sup>1)</sup> in his demonstration of the double refraction of sodium vapour placed in a magnetic field. Already HUSSEL <sup>2)</sup> used it in a determination of the natural rotation of the plane of polarisation in quartz, and also CORBINO in his first experiments on sodium.

By means of a system of quartz prisms (as has been used by FRESNEL in his experiment on the division of a plane-polarised ray into two circularly polarised rays) a number of horizontal interference fringes are formed in a spectrum. The light traverses the prism in the direction of the axis, and the edges are horizontal and perpendicular to the slit of the spectroscope. The prism system (length 50 mm.) was placed in my experiments as near as possible before the slit of the spectral apparatus and a small nicol, used as analysator, behind the slit. The polarising nicol was placed, of course, before the electro-magnet (of the RUHMKORFF type). The spectroscope was a ROWLAND grating, for which I am indebted to the kindness of the Directors of the Dutch Society of Sciences at Harlem. It has a radius of 6.5 M., 10.000 lines to the inch and a divided surface of nearly 14 cm.

The grating was mounted for parallel light in the manner indicated by RUNGE and PASCHEN <sup>3)</sup>. The

<sup>1)</sup> VOIGT. Wied. Ann. 67, p. 360, 1899.

<sup>2)</sup> HUSSEL. Wied. Ann. 43, p. 498, 1891.

<sup>3)</sup> KAYSER. Handbuch. Bd. 1, p. 482.

source of light was in most cases the electric arc, in some the sun.

Using this arrangement of the experiment we can deduce immediately from the deformation of the interference fringes in the neighbourhood of the absorption bands, when the sodium vapour is under the action of the magnetic field, the value of the rotation of the plane of polarisation for different wave-lengths. Fig. 1 of Plate I gives an idea of the aspect of the fringes in absence of the field in the neighbourhood of the sodium lines, considerable sodium being present in the flame between the poles. The observations were made in the second order.

3. In the experiment first to be described, the distance between the perforated poles was about 4 m.m. and the intensity of the field about 15.000 c. g. s. units. In this field was placed a gas flame fed with oxygen, and a small quantity of sodium was introduced in it by means of a glass rod. After removal of the polarisator and of the FRESNEL prism the two doublets, in which the sodium lines are separated, in the inverse magnetic spectral effect were observed. Between the components of the doublet were seen the very narrow reversed sodiumlines due to the arc light itself.

The polariser and the prism were now introduced in their proper places. The field of view was then crossed by the above mentioned (2) dark, nearly horizontal interference fringes.

I now wished to ascertain the deformation of the fringes by increasing continuously the quantity of sodium vapour, the field remaining constant. This method must be preferred for obvious reasons to the other which might have been followed also, viz., the examination of a flame with constant percentage of sodium under varying magnetic intensities.

The following observations refer to  $D_1$ :

If the quantity of sodium in the magnetic field was only extremely small, the interference fringe exhibited at the place of the reversed sodium line a protuberance — let us say *downward* — the lines of the doublet being somewhat stronger just above the interference fringe. In Fig. 1 this behaviour is represented schematically.

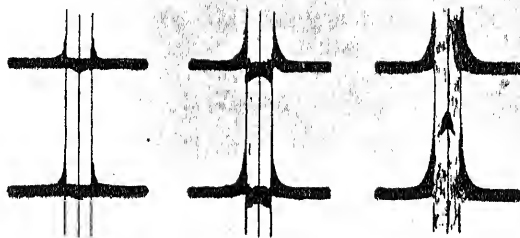


Fig. 1.

Fig. 2.

Fig. 3.

Increasing now the quantity of sodium (always remaining very small, however, absolutely) the interference fringes moved upward along the components of the doublet, whereas the part of the fringe between the components seemed no longer connected

to the exterior fringes and assumed the shape figured schematically in Fig. 2.

Increasing still further the density of the vapour the interior part of the fringe slid downward with increasing velocity and then resembled an arrow with point directed upward, the parts more removed from the medium line fading away and disappearing (see the schematic Fig. 3). At last the arrow entirely disappeared by the increase of the density of the vapour. It then became impossible to distinguish the fringes or any trace of structure in the field between the components. Considerable light was transmitted. The entire width of the components of the doublet was now about of the same order as the distance of their central lines.

A further increase of the quantity of sodium obscured the central part more and more (see below (8) ).

The exterior fringes moved continuously upward while the density was being increased.

In a field of about 20000 units the downward displacement could be followed over a distance of more than the double of the distance between two fringes, corresponding to a *negative* rotation of over  $2 \times 180^\circ$ , say  $400^\circ$ . The distance between the poles was 4 mM.

Some more accurate data will be given on another occasion.

In the case of  $D_2$  the phenomena were in the main of the same character.

For  $D_2$  it was, however, characteristic that the stage of the nearly or entirely vanishing of the interior fringes was reached with smaller field, whereas also the shape of the interior fringe differed from the one observed in the case of  $D_1$ . Hence there exists also in this case a difference between  $D_1$  and  $D_2$ , a difference already known to exist in the phenomena of reversal, of the separation by a magnetic field, and of the rotation of the plane of polarisation in the vicinity of the absorption band.

4. It appeared possible to keep each of the stages described in (3) stationary during a considerable time. Excellent photographs could be secured with plates which were sensitised for yellow light with erythrosine silver. Instead of the gasflame fed with oxygen it was easier, in the case of greater distances between the poles, to use a BUNSEN burner wherein common salt was introduced.

5. If the density of the vapour was maintained as constant as possible and if it and the field-intensity corresponded to the circumstances represented in Fig. 3 (3) then an *increase* of the field gave a motion of the arrow (Fig. 3) (3) upwards, corresponding to a *decrease* of the negative rotation and reciprocally. It was possible to observe by eye observation very clearly this decrease when the field was changed e. g. from 18000 to 25000. If the circumstances were more in accordance with Fig. 2 (3) then the same change of field produced a change only just perceptible of the negative rotation but

in the same sense as mentioned in the case of Fig. 3.

An enlarged reproduction of one of the photographs is shown in Fig. 2 of Plate I. The distance between the poles in this experiment was 6,3 mM., the field intensity about 14000 <sup>1</sup>). The negative rotation in the case of  $D_1$  is somewhat less than 90°. In the case of  $D_2$  only some traces of the interior fringes can yet be seen (3). The negative rotation is about 180°. In the photograph are seen also the reversed very narrow  $D_1$ -line and the broader  $D_2$ -line, which are due to the arc itself and have nothing to do with our subject.

6. The observations (3, 4, 5) agree qualitatively in an excellent manner with the conclusions from VOIGT's theory. According to it, the negative rotation must be of the same order of magnitude as the positive one. This last was known from MACALUSO's and CORBINO's experiments to be very great. The enormous value and the sign of the negative rotation given in (3) may thus be regarded as a beautiful confirmation of the theory.

This is equally the case with the direction (5) of the change of the negative rotation with increasing field. In order to see this we must know the value of the quantity occurring in the theory  $P = \frac{cR}{9}$  ( $R$  = fieldintensity,  $c$  and  $9$  parameters of the

---

<sup>1</sup>) The intensities of the field were measured by means of a bismuth spiral in the centre of the field. Probably the values given are somewhat too high. Measurements of the magnetic change of the spectral lines give lower values.

absorptionband), for which the comparison must take place. It was possible to assign a value to  $P$  by comparison of the phenomenon with Voigt's figure 1<sup>1)</sup>. This figure gives  $n\chi_0$  ( $\chi_0$  angle of rotation,  $n$  a mean value of the index of refraction) as function of a certain variable  $\Delta$ , whereas our phenomenon is a representation of  $\chi_0$  as a function of  $\lambda$ . Reducing the abscissa of the mentioned Fig. 1 to  $1/20$  or  $1/25$ , we obtain diagrams resembling in the main features Fig. 2 of Plate I. To the greater observed negative rotation (3) correspond values of  $P$ , which can be estimated at 5 or 8. The smallest easily observed rotations in the strong used field are probably in the vicinity of the critical value  $P = 1.73$ .

7. The slope of the exterior interference fringes is greater towards the side of the greater wavelengths than towards the violet, at least so far as the rotation due to one band does not influence visibly the rotation due to the other. At the same distances, if not very small, of each of the two  $D$  lines the rotation at the side of the violet is greatest. The interior fringes also show a slight asymmetry, so, e. g. the point of the arrow in Fig. 3 (3) ought to be asymmetrical. The part at the side of the violet is predominating.

It is clear that these phenomena depend upon an asymmetry of the dispersion curve.

8. With very dense sodium vapour, hence under circumstances which are beyond the last stage of (3),

<sup>1)</sup> Annalen der Physik 6, p. 789, 1901.

I observed phenomena very probably identical with those observed by CORBINO. In my first experiments with those dense vapours I thought it absolutely necessary for securing sufficient intensity to widen the slit beyond the width used in the experiments already given. I now see, however, that this is unnecessary.

Using these very dense vapours one sees in the absorption band a horizontal part of an interference fringe, which seems to have undergone a very small displacement *upwards* by the action of the field. These horizontal parts are more ill-defined and broader and the whole phenomenon in the bands is darker than under the circumstances described in (3), (4), (5).

Figs. 3 and 4 of Plate I will give a clearer impression of the change in the phenomenon than a long description.

Figs. 3 and 4 of Plate I will give a clearer much sodium. I have made some measurements, according to a method not to be given here, concerning the displacement of the central (in horizontal and vertical direction) part of the interference fringe, and I have found a displacement, which would correspond to a *positive* rotation of about  $8^\circ$  with both *D*-lines. Fig. 4 was taken with a field of 10700 and much sodium. The exterior interference fringes are very clear and much deformed; the rotation in the parts adjacent to the absorption band exceeds  $180^\circ$ . The interior interference



fringes are very indistinct. Their appearance would suggest that in the case of  $D_1$  in Fig. 4 the stage reached for  $D_2$  in Fig. 2 has been scarcely surpassed.

This, however, cannot be the case because there was too much sodium in the flame. A comparison with Fig. 2 will show that the lines are much broader in Fig. 4. Measurements taken on other negatives gave me for fields of 11000, displacements of about  $1/16$  of the distance between two fringes, corresponding to a positive rotation of  $11^\circ$ . Hence the displacements in these cases are precisely of the same order of magnitude as in CORBINO's experiments. The paleness of the borders of the band is easily accounted for by the remark that there the intensity of one of the circularly polarised rays largely exceeds the other.

I do not believe that these facts are in contradiction with theory. It is true that it requires for very high values of  $P$  a value zero for  $(n\chi_0)_1$ . If we must take as the locus of the fringe the mean vertical height, then really the rotation would be positive. It seems possible that with those broad fringes the case is different. It is also possible that the circumstances, assumed in the theory are not wholly realised in the experiments with dense vapours. I am making some new experiments on this subject and therefore shall not discuss further the different possibilities.

## EXPLANATION OF PLATE I.

The Plate gives about sixfold enlargements of the photographs.

Fig. 1. Interference fringes and absorption lines in absence of the field and with considerable sodium. (2)

Fig. 2. Same lines. Field intensity about 14000, little sodium (3) (5).

Fig. 3. Same lines. Field intensity about 4500, much sodium (8).

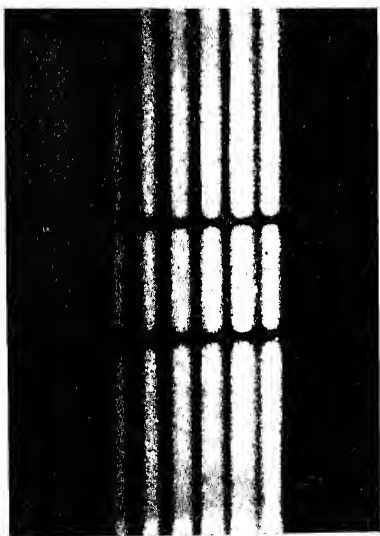
Fig. 4. Same lines. Field intensity about 10700, much sodium (8).

This paper was first published in: Zittingsverslagen der Kon. Akademie van Wetenschappen te Amsterdam, May 31<sup>st</sup> 1902, Vol. XI, pp. 6—11. A translation, which has been reprinted here, appeared in: Proceedings Royal Academy of Sciences at Amsterdam, Vol. V. pp. 41—47 and The Astrophysical Journal XVI (1902) pp. 106—113. It has been published also: Archives Néerlandaises (2), 7, 1902, pp. 465—472.

Fig. 2.

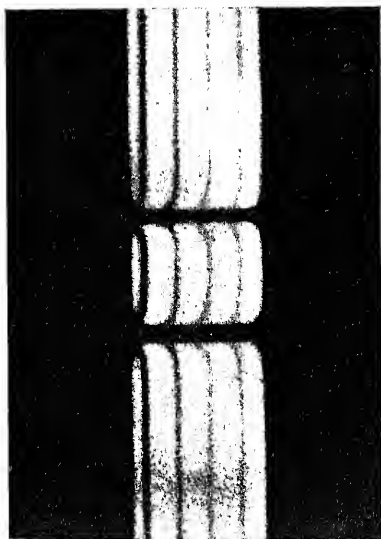
Fig. 1.

Fig. 1.



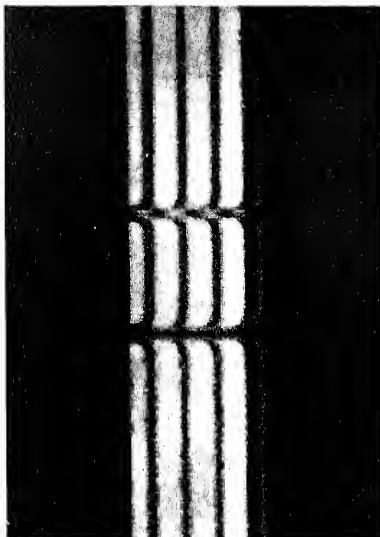
$D_2$        $D_1$

Fig. 3.



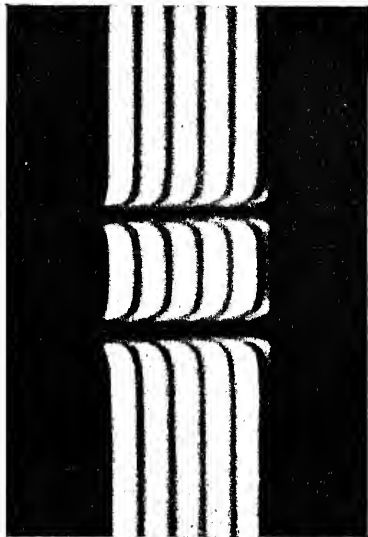
$D_2$        $D_1$

Fig. 2.



$D_2$        $D_1$

Fig. 4.



$D_2$        $D_1$

## IX. ON THE DOUBLE REFRACTION IN A MAGNETIC FIELD NEAR THE COMPONENTS OF A QUADRUPLLET

ON a former occasion the results were communicated to the Academy, of an investigation on the magnetic rotation of the plane of polarization in sodium vapour, in the immediate neighbourhood of the absorption lines <sup>1</sup>).

In the case of very thin vapours this rotation appeared to be positive outside the components of the doublet, in which the original spectral line is resolved by the influence of the magnetic forces; between the components, however, it becomes negative and very large. In these experiments the light of course passed through the vapour in the direction of the lines of force.

In the same way, if the light is transmitted through sodium vapour in a direction normal to the lines of force, we may expect from the examination of the immediate neighbourhood of the components, in which the spectral line is split up by the magnetic forces, results which are of theoretical importance.

---

<sup>1</sup>) ZEEMAN. Proc. Roy. Acad. Amsterdam Vol. V p. 41, 1902 (this collection paper VIII); cf. also HALLO Dissertatie. Amsterdam, 1902.

VOIGT has deduced from his theory of magneto-optical phenomena the existence of a double refraction, which must be produced in isotropic media, as soon as they are placed in a magnetic field, but which should only be observable in the neighbourhood of an absorption line <sup>1</sup>). VOIGT, together with WIECHERT, has observed, that plane polarised light of a period near that of the lines  $D_1$  and  $D_2$ , is no longer plane polarised but has become elliptically polarised when it has traversed the flame, there being generated a difference of phase between the components vibrating parallel and those vibrating perpendicularly to the field.

This elliptical polarisation was demonstrated by the above mentioned physicists with the aid of a BABINET compensator, using a flame with *much* sodium and a small ROWLAND grating.

The object of our investigation of the magnetic double refraction was to examine the phenomena, which show themselves, if, beginning with very small vapour densities, the quantity of sodium is gradually increased. The present communication deals only with the line  $D_1$  in the case of very small densities. This line is resolved into a quadruplet by the action of the magnetic field.

The grating employed for this investigation and its mounting for parallel light (which was neces-

---

<sup>1</sup>) VOIGT. Göttinger Nachrichten. Heft 4. 1898; WIEDEMANN'S Annalen. Bd. 67. p. 359, 1899.

sary also now) have been described already more than once <sup>1)</sup>).

The light from an arc-lamp or from the sun passed successively through a NICOL's prism, whose plane of vibration was inclined at an angle of  $45^\circ$  to the horizon, the magnetic field with its lines of force normal to the beam, a second nicol at right angles to the first. Between the nicols the BABINET compensator was placed, the edges of the two prisms being horizontal. An image of the compensator was formed on the slit of the spectral apparatus; in the middle of this image the central dark interference fringe, surrounded by the coloured ones, was seen. In the spectrum a pair of dark interference fringes are observed and with the field off, only the fine absorption lines of the vapour are seen. Generally the reversed sodiumline is observed already in the spectrum of the arc-light itself and then the presence of sodium vapour between the poles makes of course no difference at all. In order to obtain the degree of sharpness of the interference fringes, necessary for this part of the investigation, we tried several compensators. Sufficient results were obtained with a BABINET compensator of which the prisms had angles of about  $50'$ , obtained from the firm STEEG & REUTER.

The light passed the flame (a gas flame fed with oxygen) over a length of nearly  $11\frac{1}{2}$  cm. If the

---

<sup>1)</sup> ZEEMAN l. c. and Arch. Néerl. (2) 5, 237, 1900; c.f. this collection paper VI.

field had an intensity of about 23000 C. G. S. units,

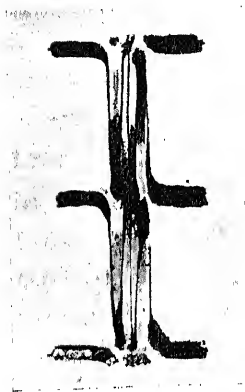


Fig. 1.

the quantity of sodium in the flame being very small, the image observed was very similar to that represented in Fig. 1. The latter is constructed with the aid of photographic negatives and of eye observations. The whole phenomenon is of course very delicate as it only extends to the region of the magnetically broadened  $D_1$  line; moreover it depends very much on the quantity of sodium present. We did not yet succeed in getting negatives, which showed the parts which are of very unequal intensity all equally well.

Already some time ago Prof. VOIGT was so kind to inform one of us of the result, which according to this theory may be anticipated in the case of a quadruplet.

Already some time ago Prof. VOIGT was so kind to inform one of us of the result, which according to this theory may be anticipated in the case of a quadruplet.

This conclusion is easily arrived at, if the calculation be simplified by applying a certain approximation, the soundness of which cannot be judged a priori, because constants appear whose numerical value is not yet known.

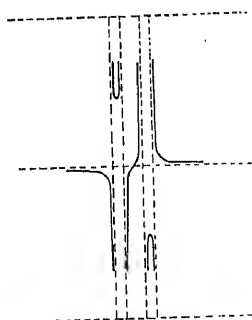


Fig. 2.

With this reversion the behaviour predicted by theory is represented in Fig. 2. The dotted

vertical lines are the four components of the quadruplet.

In comparing the figures 1 and 2 one must take into consideration, that in Fig. 2 is represented the shape of the fringes, which arise from a single horizontal band. In Fig. 1 in the central part of the field also occur parts, originating from fringes lying above and under the middle. The vertical medium line of Fig. 1 corresponds to the almost ever present absorption line due to the arc light and is thus in no way connected with the phenomenon which occupies us.

The agreement in the region between the two interior components of the quadruplet is undoubtedly of great importance. The whole form of the double curved line may certainly be regarded as a confirmation of theory. How far the darker parts between the exterior components in the middle of Fig. 1 correspond to the U-shaped parts of Fig. 2 is at present not yet to be decided.

This paper, written in collaboration with Mr. J. GEEST, was first published in: Zittingsverslagen der Kon. Akademie van Wetenschappen te Amsterdam, May 30<sup>th</sup> 1903, Vol. XII, pp. 23—25. A translation, which has been reprinted here, appeared in: Proceedings Royal Academy of Sciences at Amsterdam, Vol. VI pp. 19—21.



## X. DOUBLE REFRACTION NEAR THE COMPONENTS OF ABSORPTION LINES MAGNETICALLY SPLIT INTO SEVERAL COMPONENTS

IT has already appeared from experiments which I had the honour to communicate to the Academy on a former occasion that the magneto-optic theory of VOIGT <sup>1)</sup>, who established a simple and rational connexion between the magnetic splitting up of the spectral lines and dispersion, accounts extremely well for all the phenomena observed in the region of the absorption lines.

If light traverses parallel to the lines of force very attenuated sodium vapour placed in the magnetic field, the plane of polarization is rotated in the positive direction for all periods lying outside the components of the doublet, but in the negative direction, and very strongly <sup>2)</sup>, for periods intermediate between those of the components.

If light traverses the vapour normally to the field, there is double refraction as predicted by VOIGT from theory. When placed in a magnetic field, all isotropic bodies should show double refraction, but to a measurable degree only in the neighbourhood of the absorption lines. VOIGT in collaboration with WIECHERT experimentally verified this result, using

---

<sup>1)</sup> VOIGT, WIEDEMANN's *Annalen*. Bd. 67, p. 359, 1899.

<sup>2)</sup> ZERMAN, *Proc. Acad. Amsterdam*, May 1902 (this collection paper VIII), see also HALLO, Thesis for the doctorate, Amsterdam, 1902.

a small grating and a flame with relatively much sodium vapour.

I have extended these results <sup>1)</sup> by working with sodium vapour so dilute that, in a strong magnetic field, there were seen the four absorption lines corresponding to the components of the quartet into which the line  $D_1$  is split by the magnetic field. The mode of dependency of double refraction on the period could, in this special case with some reserve, be predicted from VOIGT's theory. Observations, in which Mr. GEEST took part, confirmed the theoretical result. Mr. GEEST has now extended these observations and will give a more detailed exposition of his results elsewhere <sup>2)</sup>; I intend to give here a short explanation of them.

The arrangement of the apparatus was for the most part the same as in our former experiments. Plane polarized light, under azimuth  $45^\circ$  to the vertical, falls on a BABINET's compensator with horizontal edges. The light then traverses a second nicol with its plane of polarization perpendicular to that of the first. An image of the system of parallel interference bands in the compensator, is thrown on the slit of the spectroscope. The light is then analysed by means of a large ROWLAND grating mounted for parallel light. The greater part of the experiments were made with a compensator

---

<sup>1)</sup> ZEEMAN and GEEST, Proc. Acad. Amsterdam, May 1903 (this collection paper IX).

<sup>2)</sup> GEEST, Thesis for the doctorate, Amsterdam, 1904.

of which the prisms had angles of about  $50'$ , but for the study of some details compensators were used with angles of  $10'$  or of  $3^\circ$ . In the spectroscope a few dark horizontal interference bands are observed as long as the magnetic field is off. The fine absorption lines of the vapour are then coincident with the reversed sodium lines due to the arc light. As soon as the field is on, the bands become distorted. Their vertical displacements are, with the method used, proportional to the difference of phase between vibrations respectively parallel and normal to the field.

For the simplest case of a line split by the field into a triplet, VOIGT deduced a formula giving the difference of phase as a function of the wave length <sup>1)</sup>. The sodium lines  $D_1$  and  $D_2$  being split, however, by the magnetic field into a quartet and a sextet, it was, in order to compare theory with observation, necessary to deduce the formulae for these cases. MR. GEEST has made these calculations according to the method already indicated by VOIGT <sup>2)</sup> on another occasion. According to his calculation, the difference of phase between vibrations normal and parallel to the field, the light having traversed a layer  $l$  of the absorbing vapour, is given by:

$$\Delta = \frac{\omega_0 \varepsilon l}{V^2} \left\{ \frac{4\delta^2 - d'^2 \mathfrak{G}^2}{(4\delta^2 - d'^2 \mathfrak{G}^2)^2 - 4c^2 R^2 \delta^2} - \frac{1}{4\delta^2 - d'^2 \mathfrak{G}^2} \right\}.$$

<sup>1)</sup> VOIGT l. c.

<sup>2)</sup> VOIGT Wied. Ann. Bd. 68 p. 352. 1899.

In this formula  $V$  indicates the velocity of light in the aether,  $R$  the strength of the field,  $\varepsilon$ ,  $d$ ,  $d'$  and  $c$  being constants characteristic of the medium. Moreover  $2\pi\vartheta_0 = \tau_0$  is the period of vibration and  $\delta = \lambda\vartheta$ . The formula given applies to the case of the sextet; for the quartet,  $d' = 0$  and for the triplet, moreover  $d = 0$ . Fig. 1—3 of Plate II give the graphical representation of  $\Delta$  as a function of  $\delta$  for each of these three cases.

The result of the observations is represented in Figs. 4—8 of Plate II. These drawings are made with the aid of photographic negatives. We have not yet succeeded in getting negatives that showed all details simultaneously and equally well. Hence ocular observations had to supply the imperfections of the photographic records.

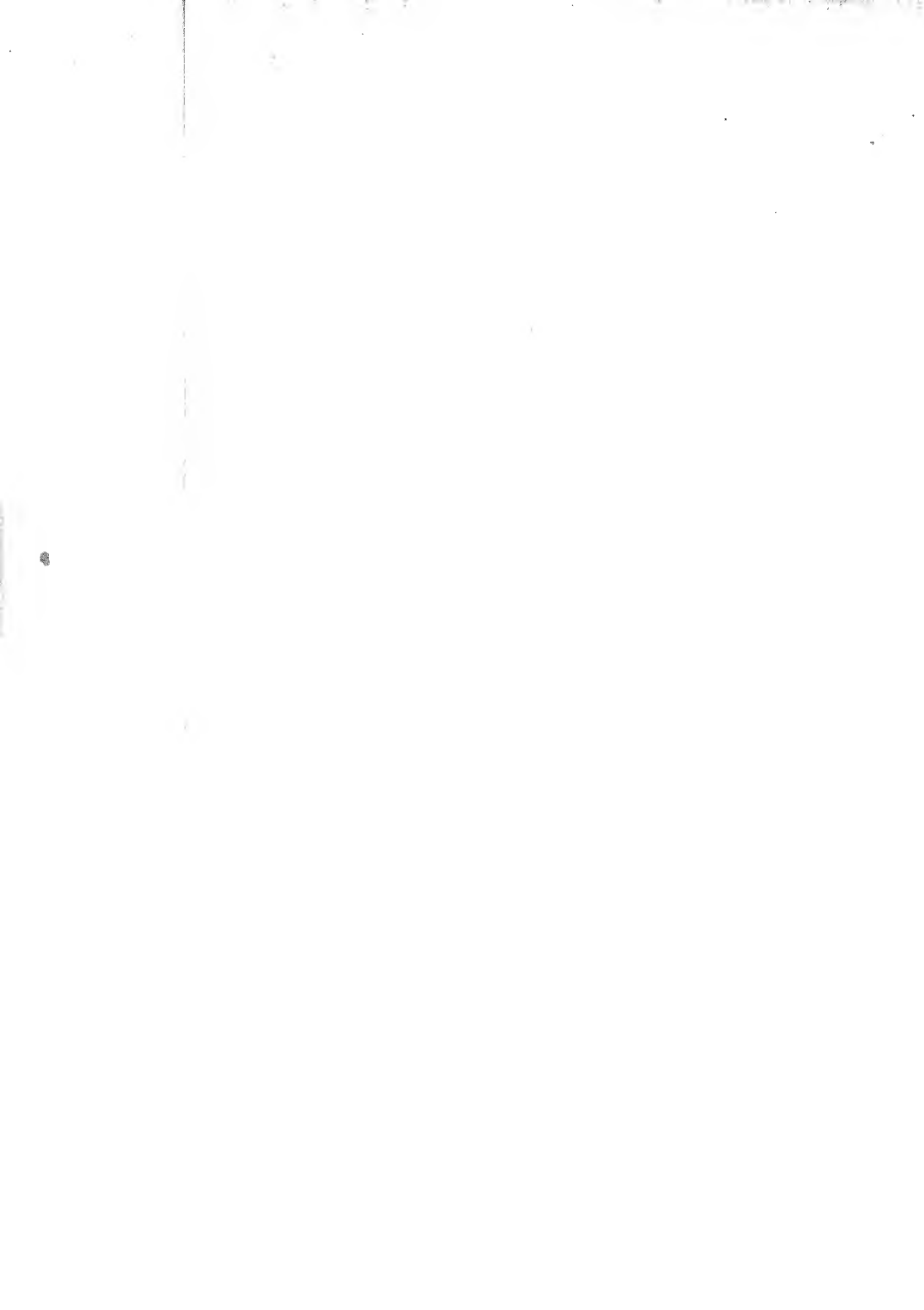
Figs. 1, 4, 5 refer to the triplet (type line  $D_2$  in feeble fields); Figs. 2, 6, 7 to the quartet (type line  $D_1$ ); Figs. 3, 8 to the sextet (type line  $D_2$ ).

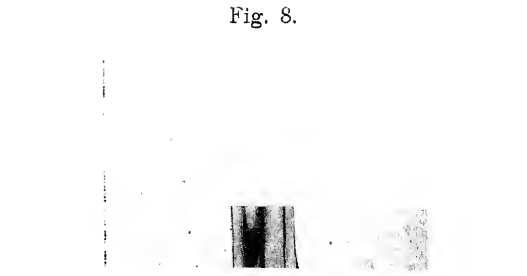
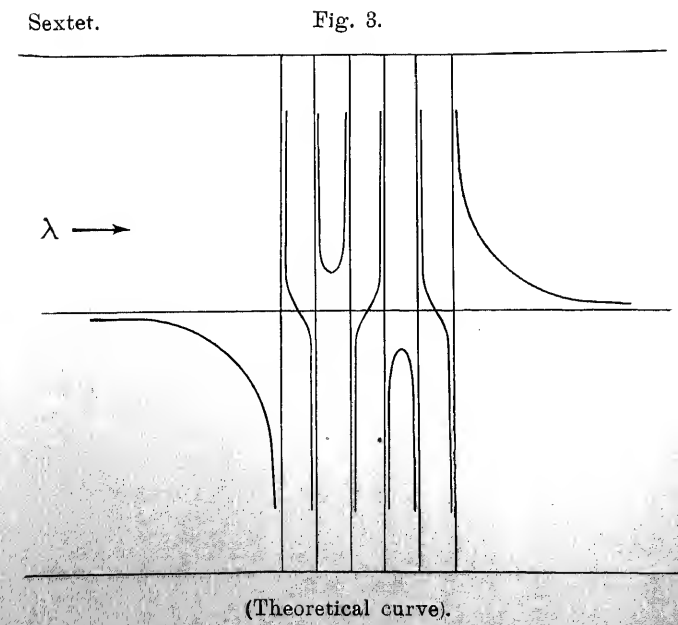
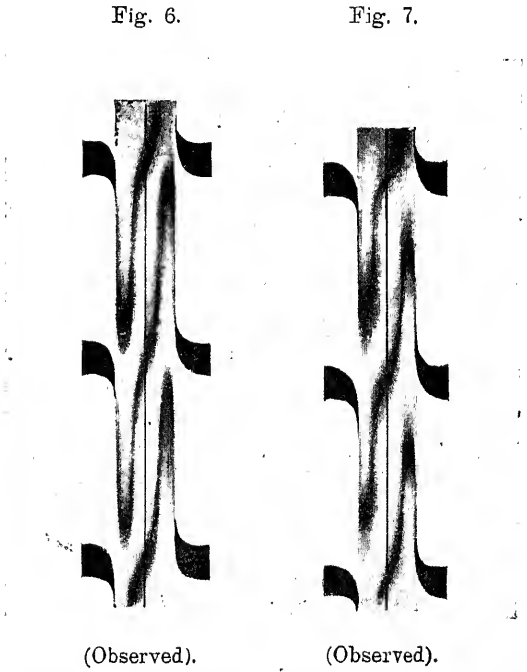
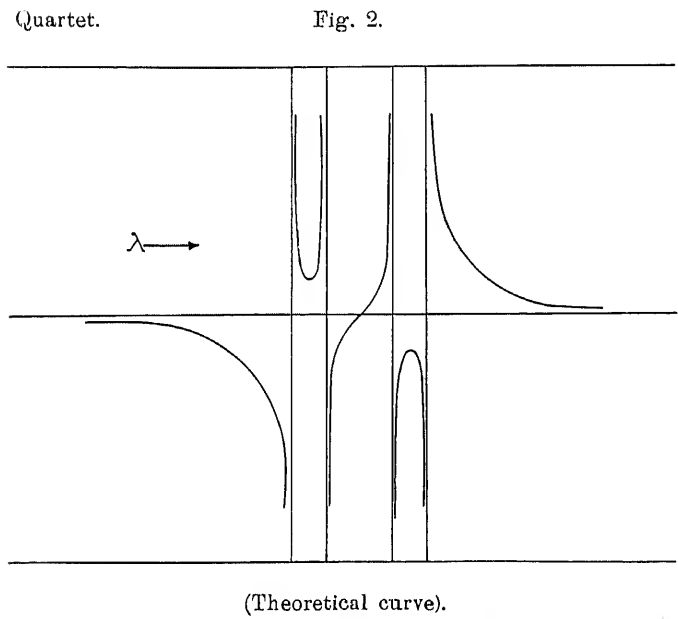
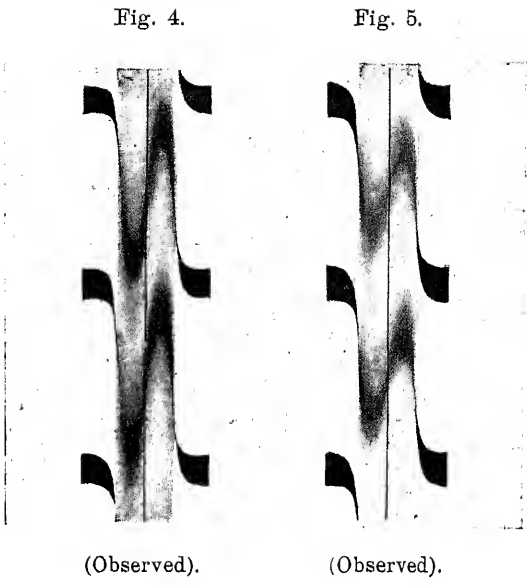
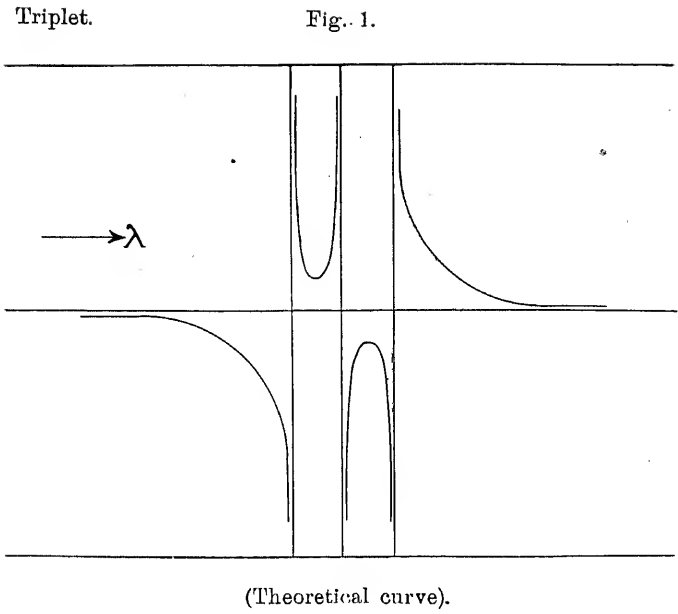
When comparing the results of observation with theory, it should be taken into account that the theoretical curve indicates the distortion which one single interference band would undergo. With the method of observation used, the central part of the field of view contained also parts originating from bands lying higher and lower than the one considered. The theoretical figure must therefore be completed with parts of theoretical curves lying above and below the one represented.

We will first of all consider the quartet. We

indicate the bands by  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $a$  being the superior one, and by 1, 2, 3, 4, we indicate the positions in the spectrum which would be occupied by the components. The double curved line between 2 and 3 shows entirely the same character in both figures. This sinuous line (Figs. 6 and 7) thickens out at the extremities into more intense parts (where the double refraction is at a maximum or at a minimum) turning their concave side towards band  $b$ . These intense parts correspond to the loop of the theoretical curve, the loop between 1 and 2 belonging to band  $c$ , and the one between 3 and 4 to band  $a$ . It was not to be expected that the two branches which asymptotically approach the components, would be seen separated from the loops. The distance is too small by far to allow that. The vertical central line in the figure is the reversed sodium line due to the arc. With increased vapour density the loops increase their distance from their band. Fig. 7 relates to this case, which is also in accordance with theory. As the vapour density increases, fewer details become visible, but we will not go further into this point now.

The observations concerning the sextet are very difficult on account of the extremely small distance of the components. It is already difficult to observe the inverse sextet, and hence so much the more to observe phenomena occurring between its components. Only under very favourable circumstances could the phenomenon be observed as it is repre-





ed in Fig. 8. The other phenomena observed  $D_2$  are most readily interpreted by considering as originating from a triplet and not from a quartet.

It seems rather superfluous to give any further explanation of Figs. 8, 4, 5; in the case relating to Fig. 5, the vapour density is again greater than in Fig. 4. All the phenomena we have considered are qualitatively in excellent accordance with Lorentz's theory.

The phenomena described for  $D_1$  and  $D_2$  again demonstrate the existence of very characteristic differences between different spectral lines, differences no less striking here than in the case of the observed phenomena of the magnetic separation of spectral lines and of the rotation of the plane of polarization in the interior <sup>1)</sup> of, and close to, an absorption line. It is certainly very interesting that the theory explains the entirely different behaviour of  $D_1$  and  $D_2$  in the case now considered. Differences between the velocities of propagation of vibrations normal and parallel to the field, depending, of course, on the magnetic division of the

---

GEEMAN, Proc. Acad. Amsterdam May 1902 (this collection, paper VIII); see also the description of another phenomenon Voigt, Göttinger Nachrichten, Heft 5, 1902.



sented in Fig. 8. The other phenomena observed with  $D_2$  are most readily interpreted by considering them as originating from a triplet and not from a sextet.

It seems rather superfluous to give any further explanation of Figs. 8, 4, 5; in the case relating to Fig. 5, the vapour density is again greater than in Fig. 4. All the phenomena we have considered are qualitatively in excellent accordance with VOIGT's theory.

The phenomena described for  $D_1$  and  $D_2$  again demonstrate the existence of very characteristic differences between different spectral lines, differences no less striking here than in the case of the related phenomena of the magnetic separation of the spectral lines and of the rotation of the plane of polarization in the interior <sup>1)</sup> of, and close to, the absorption line. It is certainly very interesting that the theory explains the entirely different behaviour of  $D_1$  and  $D_2$  in the case now considered by differences between the velocities of propagation of vibrations normal and parallel to the field, assuming, of course, the magnetic division of the lines.

---

<sup>1)</sup> ZEEMAN, Proc. Acad. Amsterdam May 1902 (this collection paper VIII); see also the description of another phenomenon in VOIGT, Göttinger Nachrichten, Heft 5, 1902.

This paper, based on experiments by Mr. J. GEEST, was first published in: Zittingsverslagen der Kon. Akademie van Wetenschappen te Amsterdam, December 24<sup>th</sup> 1904, Vol. XIII, pp. 516—520. A translation, which has been reprinted here, appeared in: Proceedings Royal Academy of Sciences at Amsterdam, Vol. VII pp. 435—438.

## XI. SOLAR MAGNETIC FIELDS AND SPECTRUM ANALYSIS

PROF. GEORGE E. HALE, of Mount Wilson Solar Observatory, with great kindness has sent me a letter of date July 6, together with a copy of a manuscript destined for publication in *NATURE*, on "Solar Vortices and the ZEEMAN Effect." Prof. HALE's paper is accompanied by two photographs on glass of the double lines in the spot spectrum between two comparison spectra of penumbra and photosphere of the region  $\lambda$  6250— $\lambda$  6360. The position of the nicol in the arrangement used was changed  $45^\circ$  between the first and the second of these photographs.

Prof. HALE asks me to examine the photographs of spectra, and to send a note to *NATURE* expressing my opinion as to the interpretation of the results. I can say at once that I have come to the conclusion that Prof. HALE has given what appears to be decisive evidence that sun-spots are strong magnetic fields, the direction of these fields being mainly perpendicular to the sun's surface. Light received from a spot at the centre of the sun would in this case be parallel to the lines of force.

A source of light in the laboratory, and placed in a uniform magnetic field, emits, in the most simple case covered by the elementary LORENTZ theory, parallel to the lines of force, two rays circularly polarised in opposite directions. Each

spectral line is split up into a doublet of two circularly polarised lines, the one polarised clockwise, the other anti-clockwise. We may imagine that for further analysis a FRESNEL rhomb and nicol are mounted before the slit of the spectroscope, the arrangement actually used by Dr. HALE. The two circular vibrations of the doublet are transformed by the FRESNEL rhomb in two normal and linear vibrations. It depends upon the position of the nicol which of the components of the doublet is the more quenched.

The initial position of the nicol determines the angle through which it is to be turned in order to reverse the relative intensities of the two components. Only widened lines and no doublets, and correspondingly only a shift and no extinguishing of components by turning the nicol, will be observed, either from want of uniformity of the field or from want of homogeneity of the light.

The phenomena observed by Prof. HALE in the double lines and the widened lines of the sun-spot spectrum, and exemplified in the photographs under review, are identical in character with those observed in the laboratory under the specified conditions with somewhat broad lines or in a rather non-uniform field. The behaviour of a spectral line emitted in these circumstances by iron vapour between the poles of an electromagnet cannot be distinguished from the radiation of iron vapour immersed in the interior of a HALE (electronic or

corpuscular) solar vortex at a distance of 149 million kilometres.

So far as we know, only a strong magnetic field can resolve a single line into a doublet, having components circularly polarised in opposite directions. Are we not compelled, then, to admit that where these unique and characteristic phenomena are present a magnetic field must be their cause? The evidence is of the same nature (but still more convincing by the unique character of the polarisations) as that for motion in the line of sight from the DOPPLER displacement of spectral lines in the case of moving stars or molecules.

The absence of any shift of the red telluric lines by the rotation of the nicol, or of measurable displacements of the cyanogen flutings, as reported by Prof. HALE, considerably strengthens the argument and excludes instrumental and other errors.

A quantitative comparison of the magnetic separations of the iron lines as observed in the laboratory and in the sun will be necessary to complete the argument and to make it, if full correspondence exists, almost insuperable. A small probability, of course, must be left open that under the conditions existing in the solar furnace, dissociation processes or something of the kind (LOCKYER) occur, so as to alter the whole vibrating system of the atoms and therefore also the relative separations of the different lines.

Being in the country I unfortunately cannot

supply now the magnetic separations of the region of Prof. HALE's photograph.

The iron spectrum in the magnetic field has been examined by BECQUEREL and DESLANDRES, REESE, KENT and HARTMANN (Thesis, Halle, 1907), but the lines investigated are not far enough in the red.

Recently Miss VAN MEURS made in the Amsterdam laboratory a rather extensive study of the radiation of iron in the magnetic field, which will be published shortly; her observations in the red are still unfinished.

In order to obtain an idea of the order of magnitude of the magnetic force within the HALE solar vortex, we can only compare the largest separation of an iron line observed by Prof. HALE, viz. 0.22 A.U., with that of one of the larger separations of iron lines measured in the laboratory. The separation of  $\lambda$  4144.05 is 0.67 A.U. in a field of 29,740 gauss. This gives for the magnetic force nearly 10,000, which may be reduced to, say, 6000 gauss, if Dr. HALE's line presents such exceptionally high separation as some zinc lines.

If we might identify the HALE vortex with a solenoid with axis parallel to that of the vortex, and having one layer of one winding per cm., a current of 5000 amp. would be necessary for generating the 6000 gauss field.

This current at first sight seems rather large. The actual case is approached more nearly by sub-

stituting for the one winding per cm. a gaseous conducting circular disc, one cm. thick, and of suitable radius, though all calculations here are merely tentative and extremely rough. Let the radius of this disc be chosen equal to that of the earth, viz.  $6.4 \times 10^8$  cm. (representing a solar vortex of, according to HALE's photographs of the solar vortices, extremely moderate dimensions), then the current of 5000 amp. in the disc is to be distributed over an area of  $6.4 \times 10^8$  cm<sup>2</sup>., giving  $0.8 \times 10^{-5}$  amp. per cm<sup>2</sup>.

The kathode rays issuing from the spot of lime (say one square *millimetre* area) in a WEHNELT tube carry something like  $10^{-5}$  amp. (I quote from memory). Hence the solar vortex would not be too crowded with electrons even if the magnetic force to be accounted for were much higher.

In the last paragraph of my very first paper (1897) concerning radiation in the magnetic field, I wrote :— "Further inquiry must also decide as to how far the strong magnetic forces existing, according to some, at the surface of the sun may change its spectrum". Since I always entertained the expectation, sometimes amounting almost to conviction, that some day a cosmical application of the magnetic separation of the spectral lines would be discovered by astronomers. This might suggest that I am too favourably disposed towards any evidence in such a direction.

I trust, however, that I have not been too san-

guine while writing this review of Prof. HALE's splendid discovery. Its importance for general and solar physics must be very great, and not less for the theories of meteorology and terrestrial magnetism, affording, as it does, a *vera causa* for the perturbations of the electric and magnetic equilibrium of our earth and its atmosphere.

Reprinted from: "*Nature*", August 20<sup>th</sup> 1908, Vol. LXXVIII  
pp. 369—370.



## XII. RECHERCHES SUR LA DÉCOMPOSITION MAGNÉTIQUE DES RAIES SPECTRALES

### I. DÉCOMPOSITION MAGNÉTIQUE DES RAIES SPECTRALES ET INTENSITÉ DU CHAMP

ON peut parfaitement définir l'intensité d'un champ magnétique par la mesure dans laquelle il produit la décomposition d'une raie spectrale. Ainsi p. ex. la distance des composantes extrêmes d'un triplet peut être déterminée avec une grande précision. Les composantes d'une raie scindée par un champ magnétique sont tout aussi nettes que la raie primitive elle-même, et on sait avec quelle précision on peut faire des mesures sur des spectrogrammes.

Deux champs magnétiques peuvent être dits également intenses s'ils produisent une même décomposition d'une raie spectrale, et deux différences d'intensité magnétique sont égales si les variations de distance des composantes sont égales. On définit par là une certaine échelle d'intensité de champs magnétiques, mais le zéro et l'unité peuvent encore être choisis arbitrairement. Toutes les conditions nécessaires pour comparer *indirectement* diverses intensités d'une grandeur sont satisfaites <sup>1)</sup>.

---

<sup>1)</sup> Comp. RUNGE, Maass und Messen, Encyclopädie der mathematischen Wissenschaften, Bd. V, I, 1903.

En employant cette méthode de mesure d'une force magnétique, on a d'ailleurs cet avantage qu'on fait directement usage d'une propriété des atomes.

Pour l'application de l'échelle en question, la nature de la relation fonctionnelle entre l'intensité du champ et le degré de division est sans importance. Il suffit que la fonction n'ait qu'une seule valeur. Les déterminations actuelles les plus précises <sup>1)</sup>, de même que la théorie, nous apprennent que selon toute probabilité le degré de décomposition des raies spectrales est proportionnel à l'intensité du champ où se trouve la source lumineuse. Si cette relation simple existe réellement, notre échelle d'intensité du champ magnétique devient identique à celle que l'on emploie habituellement.

Une fois que le facteur de réduction est connu, nous pouvons déduire de la composition d'une raie spectrale donnée l'intensité du champ en mesure absolue.

Suivant les mesures faites par M. FÄRBER <sup>2)</sup> sur les raies 4678 Cd et 4680 Zn, obtenues en faisant jaillir une étincelle entre des électrodes de zinc et de cadmium, le facteur de réduction pouvait être déterminé avec une erreur probable bien plus petite que  $1/100$ .

---

<sup>1)</sup> Voir en particulier: A. FÄRBER, *Über das Zeeman-Phänomen*, Ann. d. Phys., 9, 886, 1902.

<sup>2)</sup> loc. cit.

Cette méthode et toutes celles qui ont été employées jusqu'ici pour mesurer des champs magnétiques font connaître l'intensité du champ en un seul point; ou plutôt la valeur moyenne pour une surface pas toujours très petite, ou pour un petit espace, est prise pour la valeur en un point de cette surface ou de cet espace.

La décomposition magnétique des raies spectrales permet *de trouver l'intensité du champ à la fois en tous les points d'une ligne droite.*

Pour le montrer, je me suis servi de tubes à vide contenant un peu de mercure. Les tubes employés avaient des capillaires d'environ 8 cm. de longueur et dont le diamètre variait entre  $\frac{1}{2}$  et  $\frac{1}{4}$  mm. La forme était celle recommandée par M. PASCHEN<sup>1)</sup>, et employée par MM. RUNGE et PASCHEN dans leur étude du rayonnement du mercure dans un champ magnétique.

Si l'on chauffe un peu le tube, il est traversé par la décharge et l'on obtient dans le capillaire une lumière intense, qui augmente encore considérablement si l'on place le tube dans un champ magnétique. On remarque alors que pour une densité déterminée de la vapeur il y a une certaine valeur de l'intensité du champ magnétique pour laquelle l'intensité lumineuse est la plus forte. C'est ce que l'on constate nettement en excitant

---

<sup>1)</sup> PASCHEN. Eine GEISSLERSche Röhre zum Studium des ZEEMAN-Effektes. Physik. Zeitschr., 1, 478, 1900.

un électro-aimant semi-annulaire de DU BOIS. Vu la grande self-induction, le champ magnétique ne s'accroît que lentement, et l'on observe nettement un instant où l'intensité lumineuse est maxima, du moins si la tension de vapeur dans le tube n'est pas trop élevée.

Une fois que la densité de vapeur a été convenablement choisie, dans un champ d'intensité donnée, il suffit de chauffer fort peu le tube pour entretenir son illumination.

Si le tube est placé entre les pôles coniques d'un électro-aimant de DU BOIS, dans un plan perpendiculaire à la droite qui joint les pôles, le champ varie évidemment d'intensité d'un point du tube à un autre. Si nous examinons au spectroscopie la lumière émise par chaque point du tube, nous observons évidemment qu'en tous les points la division magnétique n'est pas la même.

Mais il est possible d'examiner *simultanément* au spectroscopie tous les points du tube. Il suffit pour cela de projeter à l'aide d'une lentille une image bien nette du tube sur la fente du spectroscopie, qui doit d'ailleurs satisfaire à une certaine condition; notamment celle-ci, qu'à chaque point de la fente corresponde un seul point de l'image spectrale. Cette condition est satisfaite par un spectroscopie à prisme, par un spectroscopie à échelons, par un spectroscopie à réseau plan, mais non par un réseau concave disposé à la façon de ROWLAND. Pour pouvoir se servir d'un pareil



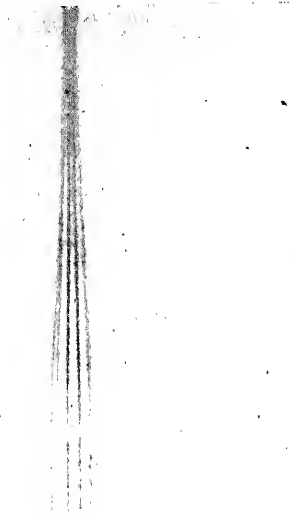


Fig. 1.



Fig. 2.

réseau, il faut opérer p. ex. de la façon indiquée par MM. RUNGE et PASCHEN <sup>1)</sup>).

Mes expériences ont été faites suivant cette dernière méthode.

Je donnerai comme exemple la raie bleue du mercure (4395), qui est séparée en un sextet.

La distribution de la force magnétique dans un plan perpendiculaire à la ligne de jonction des pôles d'un électro-aimant de DU BOIS, dont la distance polaire est de 4 mm., est figurée par un magnétogramme optique fusiforme; la Fig. 1 de la planche III en reproduit une partie. Cette figure est la reproduction, agrandie 9 fois, d'une épreuve négative. La lumière des deux composantes intérieures peut être éteinte au moyen d'un nicol. Il reste alors de part et d'autre les deux fines raies. La Fig. 2 (Pl. III) est une reproduction en grandeur naturelle d'un pareil magnétogramme; sur cette reproduction on ne voit plus que les deux composantes extérieures sont doubles. Pour juger de l'étendue du champ représenté par ce magnétogramme, on doit songer que 1 mm. dans le plan focal correspond à 1,80 mm. dans le plan des pôles, ou bien que 1 mm. de ce dernier plan correspond à 0,556 mm. sur le négatif. Dans la Fig. 1 une longueur de 5 mm. correspond donc à 1 mm. dans le plan des pôles. Le magnétogramme entier fait connaître la force magnétique le long

<sup>1)</sup> KAYSER. Handbuch, Bd. I, p. 482.

d'une ligne de 40 mm. de longueur. En se servant d'une lentille ayant une autre distance focale, on peut évidemment reproduire une portion plus grande du champ. Dans la partie moyenne du champ l'intensité est d'environ 24.000 C. G. S. Il va de soi qu'une *comparaison* des intensités du champ peut se faire avec une précision bien plus grande que celle que j'ai donnée tantôt pour une mesure absolue.

Si l'on veut comparer des intensités de champ magnétique avec une exactitude relativement élevée, on peut le faire plus facilement par une mesure de la distance entre les composantes que par une détermination magnétique directe.

Il va de soi que cette méthode ne sera employée que dans des cas difficiles, car, aussi longtemps que nos spectroscopes à grand pouvoir séparateur seront encore aussi incommodes et prendront encore tant de place, la méthode ne sera pas d'une utilité pratique.

Dans beaucoup de cas il y aura avantage à choisir une ligne spectrale qui se résout en un triplet.

En observant des phénomènes où la force magnétique varie rapidement avec le temps, on peut déterminer par la magnétisation des raies spectrales la valeur maxima de la force, même si le champ est fort peu homogène.

Dans certains cas il est fort important de pouvoir étudier un phénomène dans des champs d'intensités



différentes. La méthode que je viens d'exposer peut être appliquée dans ce cas et on pourrait l'appeler *la méthode du champ hétérogène*.

Je me propose d'étudier par cette méthode, dans des champs peu intenses, l'*asymétrie* de la décomposition des raies spectrales, prévue théoriquement par M. VOIGT <sup>1)</sup>. J'ai déjà donné antérieurement <sup>2)</sup>, d'une autre façon, la preuve assez convaincante de l'existence de cette asymétrie. Je suis d'avis que les considérations émises il y a quelque temps par M. LORENTZ <sup>3)</sup> rendent désirable qu'on confirme d'une autre manière encore l'existence de cette dissymétrie particulièrement faible.

## II. LES INTENSITÉS DES COMPOSANTES DES RAIES DÉCOMPOSÉES PAR UN CHAMP MAGNÉTIQUE

Lorsqu'une raie spectrale est changée en un triplet par un champ magnétique, les deux composantes extérieures et la moyenne ont en général des intensités différentes. Suivant la théorie élémentaire que M. LORENTZ a donnée du phénomène de la décomposition magnétique <sup>4)</sup>, il faut qu'il existe un rapport bien simple entre ces intensités. Si l'on représente par  $I_1$  et  $I_3$  les intensités des

<sup>1)</sup> VOIGT, Ann. d. Phys., I, 376, 1900.

<sup>2)</sup> ZEEMAN, Versl. Kon. Akad. Amsterdam, décembre 1899, p. 328 (No. V de ces mémoires-ci).

<sup>3)</sup> LORENTZ, ibidem, novembre et décembre 1905, p. 579.

<sup>4)</sup> Archives Néerl. (2), 2, 1, 1898.

composantes extérieures et par  $I_2$  celle de la composante centrale, on peut s'attendre à ce que

$$I_1 = I_3 = \frac{1}{2} I_2 \dots \dots \dots (1)$$

On a constaté à diverses reprises que cette relation n'est généralement pas satisfaite, et bien souvent on trouve des triplets où, contrairement à (1), la composante centrale est faible tandis que les deux extrêmes sont intenses.

On peut réellement indiquer des cas où les intensités sont autres que ne l'exprime l'équation (1) <sup>1)</sup>. Mais il y a aussi beaucoup de cas où la contradiction avec cette relation n'est qu'apparente, parce qu'on perd de vue une circonstance sur laquelle je désire attirer l'attention et que les autorités en cette matière n'ont pas encore examinée sous ce rapport.

Dans l'étude très importante de MM. RUNGE et PASCHEN <sup>2)</sup>, un cristal de calcite était placé devant le tube introduit dans le champ magnétique. Une lentille de quartz projetait dans le plan de la fente les deux images formées par la calcite. L'une ou l'autre de ces deux images pouvait être examinée séparément.

Ces auteurs rapportent: „Bei richtiger Stellung des Kalkspaths bestand das eine Bild aus Licht, dessen elektrische Schwingungen in der Lichtquelle

---

<sup>1)</sup> Les raies présentant nettement la polarisation partielle observée par M.M. EGOROFF et GEORGIEWSKY (Comptes rendus, 124 et 125, 1897) sont dans ce cas.

<sup>2)</sup> C. RUNGE u. F. PASCHEN, Abh.d.Berl. Akad. Anhang 1902.

parallel den Kraftlinien vor sich gehen, das andere Bild aus Licht, dessen elektrische Schwingungen in der Lichtquelle auf den Kraftlinien senkrecht stehen. Dass die Ebene der Schwingungen nach dem Durchsetzen des Kalkspaths durch die Quarzlinse gedreht wird, thut nichts zur Sache''.

Leur méthode sépare donc sans aucun doute les composantes dont les vibrations s'effectuent verticalement de celles qui vibrent horizontalement. Mais le rapport des intensités des composantes, tel qu'il existe dans la lumière émise et dont il n'est question qu'en passant dans l'étude de MM. RUNGE et PASCHEN, peut être modifié selon les circonstances. Car si le réseau renvoie à des degrés différents les vibrations verticale et horizontale, la rotation de la direction de vibration dans les faisceaux qui traversent la lentille de quartz aura son influence sur l'intensité observée.

On connaît depuis longtemps l'influence polarisante des réseaux, et en général on peut donc s'attendre à ce que la direction des vibrations par rapport à celle des traits du réseau ne soit pas indifférente.

Je ne m'attendais pas à trouver une influence aussi grande que celle que j'ai observée dans quelques expériences, en opérant avec un grand réseau concave de ROWLAND. Je me suis borné à l'examen des raies jaunes du mercure et j'ai fait les observations dans le spectre du 1<sup>er</sup> ordre. Le

faisceau lumineux incident faisait un angle d'environ  $19^\circ$  avec la normale au réseau. C'est dans la direction de la normale que j'ai fait des observations visuelles directes ou à l'aide de la photographie. Un tube à vide contenant un peu de mercure était placé dans un champ magnétique et une image en était projetée à l'aide d'une lentille de verre sur la fente de l'appareil spectral. C'est la lumière émise perpendiculairement aux lignes qui fut examinée.

La Fig. 1 (Pl. IV) est une reproduction du triplet dans lequel se décompose la raie 5770. La distribution de l'intensité est en contradiction absolue avec l'équation (1).

Quelques observations faites à l'aide d'une flamme de sodium, dont la lumière tombait sur le réseau à peu près sous le même angle que tantôt, l'observation étant faite dans la direction de la normale, à travers un prisme de calcite, m'apprirent que la lumière réfléchiée par le réseau était fortement polarisée. Les vibrations verticales étaient de beaucoup les plus favorisées.

J'ai examiné ensuite l'influence d'une rotation du plan de polarisation de la lumière jaune du mercure sur la distribution de la lumière dans le triplet. Le plan de polarisation fut tourné en mettant devant la fente des plaques de quartz taillées perpendiculairement à l'axe. Je disposais de deux plaques épaisses respectivement de 2,15 et 4,17 mm.

Suivant M. GÜMLICH <sup>1)</sup> la rotation dans une plaque de 1 mm. est de  $22^{\circ},718$  à  $20^{\circ}$ , pour la lumière du mercure dont la longueur d'onde est 5770; pour mes deux plaques la rotation était donc de

$$22,72 \times 2,15 = 48^{\circ},90 \text{ et } 22,72 \times 4,17 = 94^{\circ},7.$$

Le changement de distribution de lumière est frappant. Dans la Fig. 3 les composantes extrêmes sont à peine sensibles. Le négatif reproduit correspond à la plaque qui tourne de  $94^{\circ},7$  le plan de polarisation. Il faut remarquer que la Fig. 2, obtenue par une vibration faisant un angle de  $45^{\circ}$  avec la fente, répond à la distribution réelle des intensités dans la lumière émise.

Comme j'ai fait en sorte que les vibrations verticales et horizontales fussent également représentées dans toutes les composantes, c. à. d. que les circonstances fussent les mêmes pour toutes, pour ce qui regarde la direction de vibration, l'action polarisante du réseau n'avait plus aucune influence.

La distribution de la lumière dans la Fig. 2 n'est certainement pas contraire à l'équation (1), et l'observation visuelle directe semble même la confirmer. Il va de soi qu'une reproduction photographique ne suffit pas pour juger des rapports des intensités; aussi je me propose de soumettre l'équation à une vérification numérique.

Si l'on désire connaître le vrai rapport des in-

---

<sup>1)</sup> GÜMLICH, Wied. Ann., 64, 333, 1898.

tensités des composantes d'une raie spectrale décomposée, il faudra à l'avenir faire en sorte que dans la région spectrale examinée la direction des vibrations fasse un angle de  $45^\circ$  avec la fente.

Dans les cas où quelques composantes d'une raie spectrale présentant un mode de décomposition compliqué sont faibles, il sera parfois possible de les renforcer à l'aide d'une plaque de quartz d'épaisseur convenable. Cela sera possible dans tous les cas où les vibrations incidentes ne sont pas celles qui sont réfléchies le plus fortement par le réseau.

Il est évident que l'on pourra tenir compte de ce qui précède avec d'autres spectroscopes, p. ex. dans le cas où, opérant avec un spectroscopie à échelons de MICHELSON, on a déjà analysé la lumière incidente à l'aide d'un spectroscopie auxiliaire. La réflexion et la réfraction dans les prismes de verre affaiblissent évidemment dans des mesures différentes les vibrations verticales et horizontales.

On rencontre dans quelques spectres riches en raies (p. ex. du fer) des cas où la relation (1) n'est pas vérifiée. Parmi les triplets produits par le champ magnétique, il y en a quelques-uns qui sont très rapprochés les uns des autres, et pour lesquels la distribution d'intensité est précisément contraire. Sans poursuivre l'analyse on peut conclure



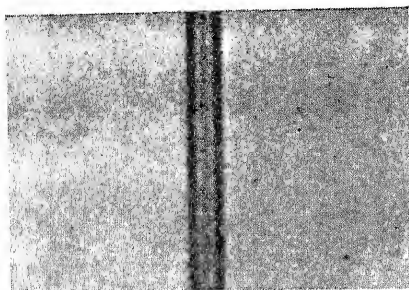


Fig. 1. Image directement observée. Pas de plaque de quartz devant la fente.

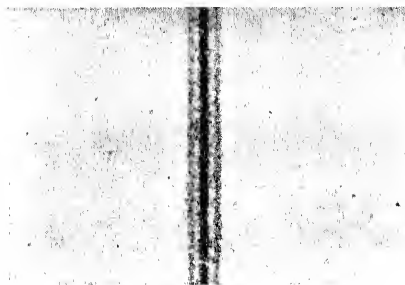


Fig. 2. Devant la fente une plaque de quartz qui tourne le plan de polarisation de  $45^\circ$ .

Intensités comme dans la source.



Fig. 3. Devant la fente une plaque de quartz qui tourne le plan de polarisation de  $90^\circ$ .



Fig. 4. Pas de plaque de quartz. Le réseau a été tourné de  $180^\circ$  dans son propre plan, à partir de la position des figures précédentes.



que pour l'une ou l'autre des deux espèces la relation (1) n'est pas applicable.

Enfin, j'ai encore tourné le réseau de  $180^\circ$  dans son plan. J'ai obtenu ainsi la distribution de lumière reproduite par la Fig. 4; elle se rapproche fort de celle de la Fig. 2, obtenue par l'interposition d'une plaque de quartz.

#### *Remarques relatives à la planche IV.*

Les figures sont des photographies, agrandies à peu près 30 fois, de la raie Hg. 5770.

Dans tous les cas une lentille de verre a projeté sur la fente l'image de la source lumineuse.

La Fig. 1 a été obtenue sans plaque de quartz devant la fente.

La Fig. 2 a été obtenue en plaçant devant la fente une plaque de quartz tournant le plan de polarisation de  $45^\circ$ ; la distribution de l'intensité lumineuse est conforme à celle qui existe dans la source.

La Fig. 3 a été obtenue en plaçant devant la fente une plaque de quartz tournant le plan de polarisation de  $90^\circ$ . La durée d'exposition a été trois fois plus longue que pour les figures précédentes. Cependant les composantes extrêmes sont très faibles et à peine visibles dans la reproduction.

La Fig. 4 a été obtenue après rotation du réseau de  $180^\circ$  dans son propre plan.

### III. DISSYMETRIE DE LA DECOMPOSITION MAGNETIQUE DANS DES CHAMPS INTENSES

1. La *méthode du champ hétérogène*, que j'ai indiquée dans le chapitre I, peut donner immédiatement une idée de la façon dont un certain phénomène varie avec l'intensité du champ, et en même temps on a la certitude que toutes les autres circonstances sont les mêmes.

Ainsi que je l'ai annoncé dans ce premier chapitre, j'espérais pouvoir appliquer cette méthode à l'étude d'une asymétrie dans la décomposition des raies spectrales, prédite d'abord théoriquement par M. VOIGT <sup>1)</sup>, et examinée plus tard à un autre point de vue par M. LORENTZ <sup>2)</sup>.

Le résultat théorique de M. VOIGT, dans le cas où l'on a affaire à une division en *triplet*, est littéralement celui-ci: „dass das normal zu den Kraftlinien wahrnehmbare Duplet der parallel zu *R* (force magnétique) polarisirten Componenten bei kleineren Feldstärken in der Weise unsymmetrisch ist, dass *die nach Rot liegende Komponente die grössere Intensität, die nach Violett hin liegende aber den grösseren Abstand von der ursprünglichen Absorptionslinie besitzt*”. M. VOIGT parle ici d'une raie d'absorption parce qu'il part de ce qu'on appelle l'effet inverse; mais, vu le parallélisme entre les phénomènes de l'émission et de l'absorption, les raies d'émission doivent présenter des phénomènes analogues.

D'après les formules de M. VOIGT, la grandeur de l'asymétrie, c. à. d. la différence des distances des composantes extrêmes à la raie médiane, serait indépendante de l'intensité du champ. Il est d'ailleurs probable que l'asymétrie est à la limite de ce qui est observable.

---

<sup>1)</sup> VOIGT, Ann. d. Phys., 1, 376, 1900.

<sup>2)</sup> LORENTZ, Versl. Kon. Akad. Amsterdam, novembre et décembre 1905.

J'ai déjà attiré autrefois <sup>1)</sup> l'attention sur quelques cas de décomposition asymétrique, et les mesures publiées plus tard par d'autres observateurs confirment certainement l'existence de cette asymétrie.

Mais il me semble qu'un examen détaillé de l'allure de la décomposition à travers toute l'échelle des intensités du champ, depuis des champs faibles jusqu'à des champs intenses, serait très importante pour la théorie. Il est certain que les parties les plus intéressantes de l'échelle sont précisément les champs très faibles et les champs très forts.

L'exemple le plus frappant que je connaisse d'une décomposition asymétrique est fourni par les raies jaunes du mercure (5791). L'examen de la structure d'une de ces raies ne saurait être faite à l'aide de l'interféromètre de MICHELSON. En effet, la condition de symétrie nécessaire selon Lord RAYLEIGH <sup>2)</sup> pour déduire cette structure de la courbe de visibilité n'est certainement pas remplie.

2. En appliquant la méthode décrite dans le chap. I, j'ai fait des expériences sur la façon dont ces raies se conduisent dans des champs intenses; je me suis servi d'un grand réseau concave de ROWLAND, que je dois à la libéralité de la Société Hollandaise des Sciences. J'espère communiquer bientôt les résultats obtenus dans des champs peu intenses, à l'aide d'une méthode interférentielle.

---

<sup>1)</sup> ZEEFMAN, Archives Néerl. (2), 5, 237—242, 1900 (No. VI de ces mémoires-ci).

<sup>2)</sup> RAYLEIGH, Phil. Mag., novembre 1892.

Mon réseau porte 10.000 traits par pouce et a un rayon de courbure de 6.5 m.; la surface rayée est large de 14 cm. Dans la méthode que j'ai appliquée, c'est une condition nécessaire que l'installation du réseau soit stigmatique. Le réseau concave de ROWLAND peut être employé d'une façon stigmatique, d'après la méthode préconisée par MM. RUNGE et PASCHEN<sup>1)</sup>; j'ai déjà appliqué cette méthode dans des recherches antérieures<sup>2)</sup> et elle fut également employée par MM. HALLO<sup>3)</sup> et GEEST<sup>4)</sup>.

Les expériences que je vais communiquer ici ont toutes été faites dans le spectre du 1<sup>er</sup> ordre.

3. Tandis que la raie mercurielle 5791 subit une décomposition asymétrique, la raie voisine 5770 se résout dans un champ magnétique d'une façon parfaitement, ou à très peu près symétrique. J'ai profité de cette circonstance pour appliquer la méthode optique de mesure d'intensité du champ (chap. I), parce qu'il est aisé de photographier simultanément les raies jaunes en question.

La planche V est la reproduction, agrandie 9 fois, d'une des épreuves négatives. Suivant les mesures de MM. FABRY et PEROT la différence de longueur d'onde des deux raies du mercure est  $5790,66 - 5769,60 = 21,06$  u. A., de sorte que 1 mm. de la Pl. V correspond à une distance de 0,551 u. A.

<sup>1)</sup> RUNGE et PASCHEN, Wied. Ann., 61, 641, 1897.

<sup>2)</sup> ZEEMAN, Archives Néerl. (2), 5, 237, 1900 (No. VI de ces mémoires-ci); 7, 465, 1902 (No. VIII de ces mémoires-ci).

<sup>3)</sup> HALLO, Archives Néerl. (2), 10, 148, 1905.

<sup>4)</sup> GEEST, Archives Néerl. (2), 10, 291, 1905.

On reconnaît à cette planche déjà que la raie 5791 est décomposée d'une façon asymétrique. On s'en rend compte mieux encore par les agrandissements de la planche V sur la planche VI (Figs. 1 et 2).

Il s'agissait de connaître la grandeur de cette asymétrie pour diverses intensités du champ.

Voici comment cette étude a été faite. J'ai fixé une des épreuves négatives sous un comparateur, de telle façon que la raie médiane d'un des triplets était exactement comprise entre les deux fils parallèles, très rapprochés, d'un des microscopes de lecture. Les fils parallèles étaient perpendiculaires à la direction dans laquelle le négatif pouvait être déplacé. Il se trouvait que si cette installation était obtenue pour un des triplets, il en était encore ainsi pour l'autre. Un autre système de fils réticulaires, se croisant sous un angle de  $50^\circ$ , servait aux installations dans les mesures et permettait de déterminer la séparation en un point quelconque des raies.

Je déterminais ainsi la décomposition d'une des raies pour une certaine valeur de la force magnétique, et immédiatement après je mesurais la décomposition au point correspondant de l'autre.

La décomposition de la raie 5770 était si près d'être symétrique qu'elle pouvait servir de mesure à la force magnétique.

J'ai fait en tout 34 séries de mesures sur les épreuves négatives que j'avais obtenues. Elle se rapportent à des points différents de 10 négatifs, faits à diverses époques.

J'ai pris avec intention des tubes qui n'étaient pas semblables.

J'ai fait de même les épreuves dans des champs où les intensités maxima étaient différentes, afin de pouvoir contrôler les résultats en les comparant entr'eux.

Enfin on peut diviser les épreuves en deux groupes, différant par la position du réseau. Après avoir fait 24 séries, je résolus de tourner le réseau de  $180^\circ$  dans son propre plan, afin de voir si cette opération avait une influence sur l'asymétrie. Je constatai qu'une telle influence n'existait pas, mais la distribution apparente des intensités dans les triplets était modifiée. Car, tandis que dans les figures des planches V et VI, obtenues dans une des positions du réseau, la composante moyenne était plus forte que les composantes extrêmes, c'était le contraire qui se produisait lorsque le réseau était tourné de  $180^\circ$ . La distribution des intensités était alors celle de la Fig. 1 de la Pl. IV, où la composante médiane était très faible, tandis que les deux extrêmes étaient fortes.

4. Voici comment les résultats des mesures ont été traités. La grandeur de la décomposition de la raie 5791, tant du côté du rouge que du côté du violet, fut considérée comme fonction de la décomposition de la raie 5770, que l'on peut considérer comme proportionnelle à la force magnétique. La décomposition de la raie 5770 fut portée en abscisses, les deux autres furent portées en ordonnées.

Les groupes de quatre à cinq résultats très voisins furent combinés de telle façon que l'ordonnée moyenne correspondait à l'abscisse moyenne.

Les  $2 \times 7$  valeurs principales ainsi obtenues sont reproduites dans les trois premières colonnes du tableau suivant.

| Moyenne dé-<br>composition<br>de 5770 | Décomposition de 5791 |              | Asymétrie | Champ<br>en Gauss |
|---------------------------------------|-----------------------|--------------|-----------|-------------------|
|                                       | verslerouge           | versleviolet |           |                   |
| 270                                   | 234                   | 259          | 25        | 14800             |
| 328                                   | 283                   | 312          | 29        | 18020             |
| 362                                   | 313                   | 345          | 32        | 19860             |
| 399                                   | 353                   | 388          | 35        | 21910             |
| 440                                   | 394                   | 431          | 37        | 24140             |
| 453                                   | 404                   | 442          | 38        | 24880             |
| 532                                   | 475                   | 523          | 48        | 29220             |

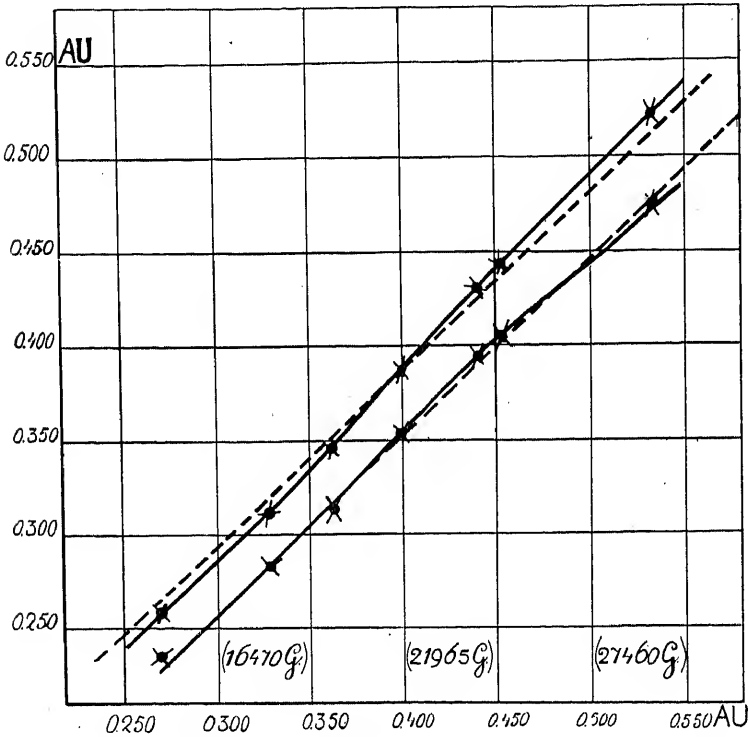
Toutes ces différences de longueurs d'onde sont données en millièmes d'unité Ångström.

La quatrième colonne fait connaître de même la grandeur de l'asymétrie.

5. La dernière colonne donne l'intensité du champ en gauss. En calculant ce champ, j'ai admis que pour des raies normales il y a proportionnalité entre la grandeur de la décomposition et l'intensité du champ.

A mesure qu'augmentait la précision des mesures, cette proportionnalité a pu être prouvée avec une exactitude de plus en plus grande, et les recherches

de MM. FÄRBER<sup>1)</sup>, WEISS et COTTON<sup>2)</sup>, PASCHEN<sup>3)</sup> et M<sup>lle</sup>. STETTENHEIMER<sup>4)</sup> ont donné à cette loi un haut degré de certitude.



Les nombres de la 5<sup>e</sup> colonne ont été calculés à l'aide de la décomposition de  $+ 0.414$  en  $- 0.415$

<sup>1)</sup> FÄRBER, Diss. Tübingen, 1902; Ann. d. Phys., 9, 886, 1902.

<sup>2)</sup> WEISS et COTTON, Journ. de Phys., juin 1907.

<sup>3)</sup> PASCHEN, Phys. Zeitschr., 8, 522, 1907.

<sup>4)</sup> STETTENHEIMER, Diss. Tübingen, 1907; Ann. d. Phys., 24, 384, 1907.



u. A. de la raie 5770, dans le champ employé par M.M. RUNGE et PASCHEN. M. le Prof. PASCHEN a eu l'obligeance de me communiquer, que les mesures qu'il a faites sur les raies du mercure, en collaboration avec M. RUNGE, se rapportent à un champ dont l'intensité est de 22750 gauss, d'après les mesures de M<sup>lle</sup>. STETTENHEIMER, et de 22780 gauss d'après de mesures non encore publiées de M. GMELIN. J'ai donc fait la réduction en admettant un écart de 0,4145 u. A. dans un champ de 22765 gauss.

6. La figure ci-dessus donne une représentation graphique des résultats obtenus. En abscisses j'ai porté la décomposition de la raie 5770 en u. A. et les intensités correspondantes du champ en gauss; la décomposition correspondante de la raie 5791 est portée en ordonnée. Les observations consignées au tableau précédent sont représentées par des croix.

Les lignes en trait plein sont celles qui s'accordent le mieux avec les observations. Quant aux traits pointillés, voici quelle est leur signification. Si l'on prend la moyenne des 34 valeurs observées de l'asymétrie, on trouve 0,036 u. A. La droite pointillée inférieure coïncide sur une grande étendue avec le trait plein et ne s'en écarte que fort peu pour le reste. Le trait pointillé supérieur est tracé parallèlement au premier, à une distance de 36 millièmes d'unité Ångström, mesurée le long de l'ordonnée.

7. Comme résultat de ces expériences, on peut dire que pour les champs employés, dont l'intensité

est comprise entre 15000 et 30000 gauss, il existe une asymétrie qui a une grande analogie avec celle que M. VOIGT a déduite de la théorie. Conformément à la théorie, mes expériences donnent que la composante située du côté du rouge est plus rapprochée de la composante centrale que celle qui est placée du côté du violet.

D'ailleurs au point de vue de l'*intensité* il y a aussi une asymétrie dans le sens voulu par la théorie.

Si l'on examine p. ex. l'épreuve négative originale, dont la Pl. V est un agrandissement au nonuple, ou la reproduction Pl. V elle-même, ou encore mieux les impressions sur papier photographique de l'agrandissement (29 fois) reproduit Pl. VI, Fig. 1, ou cette figure 1 même, on constate une faible asymétrie. Pour bien la voir il faut tenir la figure à une assez grande distance de l'oeil, ou cacher la composante médiane au moyen d'une bandelette de papier. On ne remarque pas une pareille asymétrie dans le cas de la raie 5770 (voyez les agrandissements Figs. 3 et 4, Pl. VI, des portions moyenne et extrême de cette raie).

D'un autre côté il y a un certain désaccord entre la théorie et l'observation; il paraît notamment que la grandeur de l'asymétrie n'est pas constante. Le tableau du § 4 et le tracé graphique montrent clairement que l'asymétrie diminue presque de moitié lorsque l'intensité du champ s'abaisse de 30000 à 15000 gauss.

Il ne serait pas absolument impossible (voir § 8)

qu'une erreur faite sur un des points de la ligne supérieure eût fait venir ce point sur le trait pointillé, mais il est fort peu admissible qu'une combinaison d'erreurs ait amené sur le trait plein des valeurs appartenant au trait pointillé supérieur.

On ne saurait évidemment déduire de la portion actuellement connue de la ligne supérieure si, la force magnétique diminuant, elle tend à se rapprocher asymptotiquement de la première.

8. On peut aussi se demander quelles sont les lignes droites qui représentent le mieux les systèmes de points. Pour trouver une pareille droite on peut rendre minima la somme des carrés des distances perpendiculaires des points à la droite. On trouve ainsi l'axe principal d'inertie du système de points <sup>1)</sup>.

Si l'on effectue ce calcul, on trouve que la droite inférieure la plus voisine des points passe par un point dont les coordonnées sont 398, 351 et a un angle d'inclinaison de  $\theta_1 = 43^\circ 6'$ . Pour la ligne supérieure ces nombres deviennent 398, 386 et  $\theta_2 = 45^\circ 35'$ .

Pour juger du degré de précision avec lequel ces droites, dont la supérieure est donc fort différente de celle tracée dans la figure, rendent les observations, j'ai dressé le tableau suivant. Les troisième

---

<sup>1)</sup> Voir KARL PEARSON, On Lines and Planes of closest Fit to Systems of Points in Space, Phil. Mag., 2, 559, 1901. Il y est dit: „The best fitting straight line for a system of points in a space of any order goes through the centroid of the system” (comp. KEESOM, Versl. Kon. Akad. Amst., 31 mai 1902).

et quatrième colonnes, ainsi que les sixième et septième, font connaître les erreurs qui ont été faites en abscisses et ordonnées, admettant que les droites représentent les valeurs exactes. L'indice 1 se rapporte à la droite inférieure, l'indice 2 à la supérieure.

| Décomposition<br>moyenne de<br>5770 | Décomposition<br>de 5791<br>vers le rouge | $\Delta a_1$ | $\Delta o_1$ | Décomposition<br>de 5791<br>vers le violet | $\Delta a_2$ | $\Delta o_2$ |
|-------------------------------------|---|--------------|--------------|--|--------------|--------------|
| 270                                 | 234                                       | + 1,6        | - 1,8        | 259  | + 1,4        | - 1,8        |
| 328                                 | 283                                       | - 1,2        | + 1,4        | 312  | - 1,6        | + 1,6        |
| 362                                 | 313                                       | - 2,1        | + 2,2        | 345  | - 2,0        | + 2,0        |
| 399                                 | 353                                       | + 0,1        | - 0,1        | 388  | 0            | 0            |
| 440                                 | 394                                       | + 1,3        | - 1,5        | 431  | + 1,0        | - 0,9        |
| 453                                 | 404                                       | + 0,2        | - 0,2        | 442  | 0            | 0            |
| 532                                 | 475                                       | - 1,0        | + 1,2        | 523  | 0            | 0            |

On voit que les droites rendent parfaitement les observations, si l'on admet la possibilité d'une incertitude moyenne de 0,0013 u. A. dans les mesures relatives à la raie 5770, et de 0,0014 ou 0,0011 u. A. pour les composantes côté rouge et côté violet de la raie 5791. La distribution des écarts prouve que cette incertitude est admissible.

9. On peut encore comparer un point de chaque ligne avec les résultats des mesures de MM. RUNGE et PASCHEN. Ces auteurs rapportent que la séparation de 5770 est de  $+ 414 \pm 1,7$  (vers le rouge) et  $- 415 \pm 1,7$  (vers le violet) dans un champ qui sépare la raie 5791 de  $+ 366 \pm 6,7$  (rouge) et  $- 399 \pm 6,7$  (violet); les nombres après le signe  $\pm$

représentent les erreurs moyennes. Or, à l'abscisse 415 correspondent d'après nos courbes les ordonnées 368 et 403; l'accord est donc très bon.

10. En comparant la valeur particulièrement faible de l'asymétrie (0,036 u. A.) avec la largeur des lignes spectrales dans nos figures, on serait peut être tenté de conclure que l'asymétrie n'est qu'une petite fraction de la largeur d'une raie spectrale. Mais une pareille conclusion serait prématurée.

Il est vrai qu'il résulte de nos figures que les composantes extérieures ont une largeur apparente d'environ 0,19 u. A. Mais l'épreuve pour la Pl. V n'a pas été faite avec une fente infiniment étroite, car la fente avait une largeur de 0,08 mm. D'autres épreuves ont été faites avec une largeur de fente de 0,02 mm., mais même dans ces cas la raie spectrale n'est pas beaucoup moins large.

Il semble plus sûr de se servir d'une détermination faite avec un spectroscopé à échelons d'un grand pouvoir résolvant, les conditions dans lesquelles se trouvait le tube à mercure étant d'ailleurs les mêmes. J'ai trouvé que la largeur de la raie spectrale était environ  $\frac{1}{11}$  de la distance de deux ordres successifs dans l'échelon. Comme cette distance est de 0,694 u. A., dans le voisinage des raies Hg, la largeur des raies jaunes Hg dans le champ magnétique devient environ  $\frac{0,694}{11} = 0,063$  u. A.

On peut encore comparer avec ce résultat une

valeur que l'on peut emprunter à des déterminations de M. MICHELSON. M. MICHELSON a notamment trouvé <sup>1)</sup>, à l'aide de l'interféromètre, que dans un champ de 10000 gauss la division totale atteint 0,36 u. A. pour les raies jaunes du mercure. D'après la figure à la page 354 de sa communication, on voit que la largeur de la raie spectrale était un quart de la largeur du système décomposé et atteignait donc 0,09 u. A.

Si l'on prend donc 0,07 u. A. comme une moyenne pour la largeur de la raie, on arrive à cette conclusion, que la grandeur de l'asymétrie trouvée est à peu près la moitié de la largeur de la raie, ou est du moins du même ordre de grandeur que cette largeur.

### *Explications des planches V et VI.*

Pl. V. Un agrandissement  $\frac{9}{1}$  du négatif original représentant les raies jaunes 5791 et 5770 dans un champ hétérogène. 1 mm. correspond à 0,551 u. A.

Pl. VI. L'épreuve originale agrandie 29 fois.

Fig. 1. Portion centrale de la raie 5791 (pl. V) } Décomposition asymétrique.

Fig. 2. Portion terminale de la raie 5791

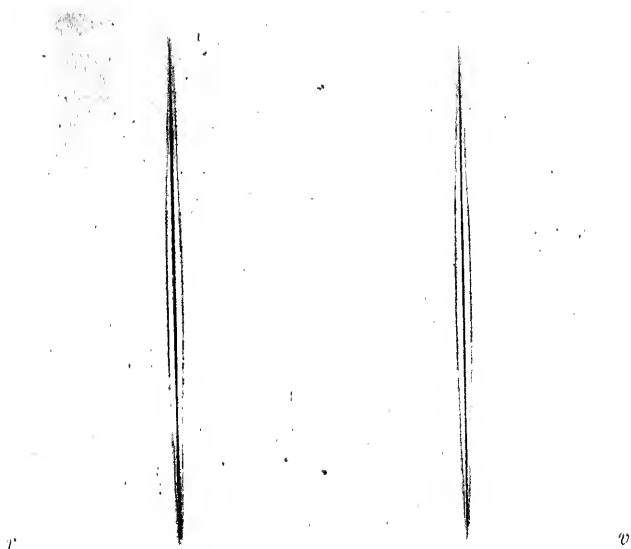
Fig. 3. Portion centrale de la raie 5770 } Décomposition symétrique.

Fig. 4. Portion terminale de la raie 5770

Les lettres *r* et *v* indiquent de quels côtés se trouvent le rouge et le violet.

---

<sup>1)</sup> MICHELSON, Phil. Mag., 45, 348, 1898.



5791

5770

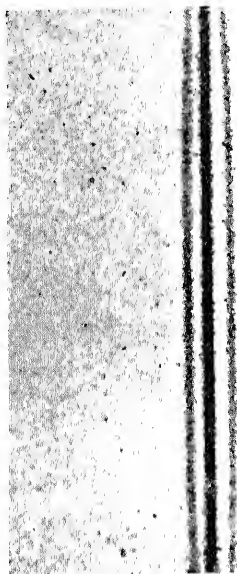
5791 décomposition asymétrique.

5770 „ symétrique.



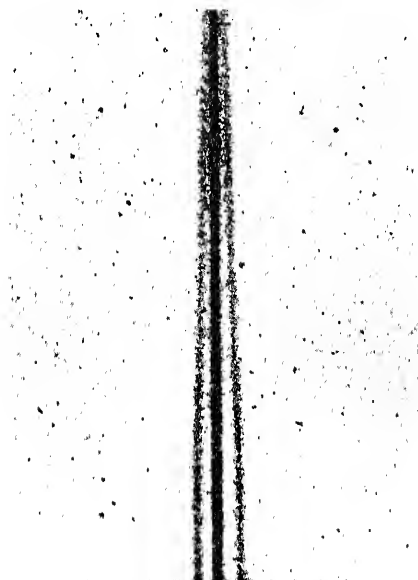


Fig. 1.



$\varphi$  5791  $\psi$   
Agrandissement de la portion centrale.

Fig. 2.

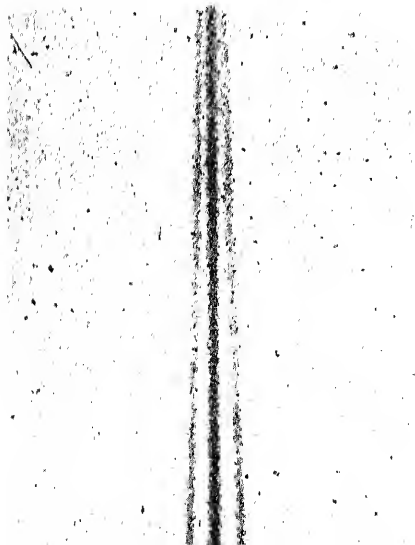


$\varphi$  5791  $\psi$   
Agrandissement de la pointe.

Fig. 3.



Fig. 4.





#### IV. OBSERVATION DE LA DÉCOMPOSITION MAGNÉTIQUE DES RAIES SPECTRALES PAR LA MÉTHODE DE FABRY ET PEROT

1. La méthode d'interférence des plaques parallèles à moitié argentées, développée avec tant d'ingéniosité par MM. FABRY et PEROT <sup>1)</sup>, l'emporte sur tous les autres procédés spectroscopiques par la précision avec laquelle on peut satisfaire pratiquement aux conditions théoriques qui en sont la base.

La principale tâche de l'expérimentateur qui l'applique est de rendre parfaitement parallèles les deux plaques argentées entre lesquelles s'opère la réflexion.

Pour contrôler d'une façon indépendante les résultats obtenus par les recherches décrites dans le précédent chapitre, et pour étendre ces recherches à des champs peu intenses, la méthode de FABRY et PEROT me paraissait tout indiquée. Bien que je tiens pour fort peu probable que des défauts dans le réseau de ROWLAND soient la cause de l'asymétrie dans la décomposition, que je viens de décrire, il est cependant permis d'avoir quelque doute à ce sujet.

C'est la première fois que la méthode de FABRY et PEROT a été appliquée à la décomposition des raies spectrales. On a même prétendu que la méthode des franges d'interférence produites par des couches

---

<sup>1)</sup> FABRY et PEROT, Ann. de Chim. et de Phys., 1899—1904.

argentées n'est pas applicable à ce genre de recherches. Comme empêchement capital on considère la forte déperdition de lumière dans l'appareil de MM. FABRY et PEROT. La communication suivante prouve toutefois que cet inconvénient n'est pas insurmontable.

2. Des deux façons d'appliquer la méthode des plaques parallèles, la plus simple est celle qui demande les appareils les moins coûteux et qui a été employée pour la mesure des longueurs d'onde par MM. FABRY et PEROT <sup>1)</sup>, LORD RAYLEIGH <sup>2)</sup> et M. EVERSHEIM <sup>3)</sup>. On se sert alors de la forme d'appareil que l'on nomme *étalon*. La distance des plaques argentées est constante. Les plaques sont serrées contre des pièces arrondies au moyen de vis qui permettent d'exercer une pression variable. En faisant varier la pression on déforme un tout petit peu l'acier et le verre et l'on obtient le parallélisme parfait des plaques de verre, qui était déjà presque atteint par le travail soigné des pièces arrondies.

3. La théorie de la comparaison des longueurs d'onde, à l'aide de cet instrument, est très simple; elle a été donnée par MM. FABRY et PEROT. Nous l'appliquerons à la décomposition des raies spectra-

<sup>1)</sup> FABRY et PEROT, Ann. de Chim. et de Phys., 1902, 37, 103; C. R., 27 mars 1904. Eversheim et Rayleigh, C. R., 16 juillet 1906.

<sup>2)</sup> LORD RAYLEIGH, Phil. Mag., 11, 1906, 1906.

<sup>3)</sup> EVERSHEIM, Zeitschr. f. wissenschaftl. Photographie, 3, 152, 1907.

les dans le champ magnétique, notamment au cas le plus simple, à la décomposition en un triplet.

Soit  $\lambda_0$  la longueur d'onde primitive de la raie spectrale, devenue dans la suite la raie médiane du triplet. A cette longueur d'onde correspond un système d'anneaux; soit  $P_0$  le numéro d'ordre du premier anneau du centre. Le numéro d'ordre  $p_0$  pour le milieu est alors égal à ce nombre entier  $P_0$ , augmenté d'une fraction  $\varepsilon_0$ ; de sorte que  $p_0 = P_0 + \varepsilon_0$ . On aura ordinairement  $0 < \varepsilon_0 < 1$ .

Le diamètre d'un anneau augmente en même temps que  $\varepsilon$ . Si  $e$  est l'épaisseur de la couche d'air, le numéro d'ordre du point milieu est  $p_0 = \frac{2e}{\lambda_0}$ . Dans une direction qui forme un angle  $i$  avec la normale à la plaque le numéro d'ordre devient  $p_0 \cos i$ .

Si  $x_0$  représente en mesure angulaire le diamètre de l'anneau  $P_0$ , on a  $p_0 \cos \frac{1}{2} x_0 = P_0$ , si l'on observe dans le plan focal d'une lentille. Après développement du cosinus on trouve:

$$p_0 = P_0 \left( 1 + \frac{x_0^2}{8} \right)$$

ou

$$\varepsilon_0 = P_0 \frac{x_0^2}{8} \dots\dots\dots (1)$$

Si  $\lambda_r$  est la longueur d'onde de la composante externe du triplet située du côté du rouge, on aura

$$\varepsilon_r = P_r \frac{x_r^2}{8} ,$$

où  $P_r$ ,  $\varepsilon_r$  et  $x_r$  représentent des grandeurs correspondantes aux  $P_0$ ,  $\varepsilon_0$  et  $x_0$  de tantôt. Or, comme il faut que  $\lambda_0 (P_0 + \varepsilon_0) = \lambda_r (P_r + \varepsilon_r)$ , on aura

$$\lambda_r = \lambda_0 \frac{P_0}{P_r} \left( 1 + \frac{x_0^2}{8} - \frac{x_r^2}{8} \right) \dots \dots \dots (2)$$

Si  $\lambda_v$ ,  $P_v$  et  $x_v$  sont les éléments correspondants relatifs à la composante du triplet située du côté du violet,

$$\lambda_v = \lambda_0 \frac{P_0}{P_v} \left( 1 + \frac{x_0^2}{8} - \frac{x_v^2}{8} \right) \dots \dots \dots (3)$$

Pour le rayonnement dans un champ magnétique, il se présente cette circonstance simplificatrice qu'en beaucoup de cas on peut faire en sorte que

$$P_0 = P_v = P_r \dots \dots \dots (4)$$

Si l'on regarde le système d'anneaux correspondant à  $\lambda_0$ , on voit que, à mesure que la force magnétique augmente, des anneaux se détachent du système  $\lambda_0$  en se mouvant, les uns vers l'extérieur, les autres vers l'intérieur. Ce sont les anneaux correspondant à  $\lambda_r$  qui se retrécissent; ceux qui correspondent à  $\lambda_v$  s'élargissent.

Le rapport de cette dilatation, et de ce retrécissement, à la distance des anneaux  $\lambda_0$  est déterminé par la valeur de  $p$  de l'étalon et par l'intensité du champ.

Ce sont de même ce  $p$  et le maximum de la force magnétique qui déterminent s'il y a de nouveaux anneaux qui apparaissent ou disparaissent au centre. Si l'on ne mesure pas le plus petit anneau,

mais que l'on puisse se servir des anneaux  $\lambda_r$  et  $\lambda_v$  qui sont issus d'un même anneau  $\lambda_0$ ,  $\varepsilon$  peut devenir  $> 1$ . L'équation (4) s'appliquera alors, et l'on pourra déduire  $\lambda_r$  et  $\lambda_v$  des diamètres des anneaux et de la valeur de  $\lambda_0$ , considérée comme donnée, mais indépendamment de la valeur exacte de l'épaisseur de la couche d'air.

Mais il est évident que la grandeur de la décomposition entre les anneaux  $\lambda_0$ , pour une valeur donnée de la force magnétique, sera déterminée par l'épaisseur de la couche d'air, et ce qu'on pourrait appeler „la sensibilité” du système d'anneaux pour des forces magnétiques augmentera avec l'épaisseur de la couche d'air. La largeur effective des raies spectrales soumises à l'examen fait que l'on atteint (trop tôt) une limite de cette sensibilité.

Dans certains cas il sera recommandable de choisir pour les mesures non le premier anneau mais un des suivants; mais cela ne peut donner lieu à aucune difficulté. Dans les formules  $P$  est toujours le numéro d'ordre de l'anneau mesuré.

Mais dans le cas où  $P_0$  diffère de  $P_r$  ou  $P_v$ , la valeur de  $P_0$  doit être connue si l'on veut faire le calcul au moyen des formules (2) et (3).

4. Outre la simplification dont je viens de parler, et qui résulte de l'équation (4), il s'en présente encore une autre dans ces recherches dans le champ magnétique. La grandeur  $e = p \frac{\lambda}{2}$ , l'épaisseur optique de la couche d'air comprise entre les

deux plaques, est notamment une constante absolue.

En général cette épaisseur n'est pas indépendante de  $\lambda$ . Par suite du changement de phase au moment de la réflexion sur l'argent, qui varie légèrement d'une longueur d'onde à une autre, il faut que dans la comparaison de système d'anneaux diversement colorés l'épaisseur optique soit déterminée pour chaque couleur à part, ou bien qu'une correction soit apportée pour réduire toutes les valeurs à une même couleur.

Il va de soi que dans l'application que nous allons faire de la méthode il n'est question que de systèmes d'anneaux dont les longueurs d'onde diffèrent excessivement peu, de sorte que la correction en question est négligeable.

5. Les figures de la planche VII donnent une idée de la façon dont se présente la décomposition magnétique des raies spectrales, si l'on applique la méthode de FABRY et PEROT. Ces figures sont des agrandissements au sextuple à peu près d'épreuves négatives, obtenues au moyen d'un étalon pour lequel la distance optique était d'environ 5 mm.; la source lumineuse était un tube vide à mercure, placé dans le champ magnétique. A  $16^\circ$  le numéro d'ordre de Hg 5791 est environ 17266 au centre.

Le système d'anneaux fut formé dans le plan focal d'une petite lentille achromatique de 18 mm. de diamètre et 12 cm. de distance focale. Ce plan focal coïncide exactement avec le plan dans lequel se trouve la fente d'un petit spectroscope. Pour une



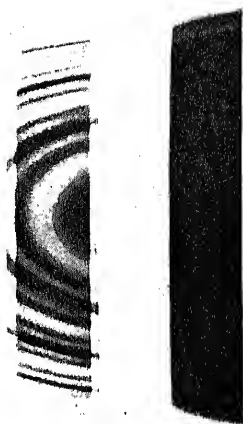


Fig. 1. Les deux raies  
jaunes du mercure dans  
un champ

Fente tri-  
verte est

Etalon  
sité du ch  
5000 gauss.



Fig. 2. Les mêmes raies.

Fente étroite pour me-  
sures sur les raies jaunes  
du mercure.



fente large chaque raie spectrale prend la forme d'un rectangle sur lequel se dessinent les anneaux. La partie du spectre représentée dans les figures est celle des deux raies jaunes et de la raie verte du mercure. Dans la Fig. 1 on voit que les deux rectangles correspondant aux deux raies jaunes se superposent en partie. La raie verte est fortement surexposée. Je l'ai reproduite pour donner une idée de la dispersion employée. Le champ magnétique dans lequel les épreuves des Figs. 1 et 2 ont été faites était d'environ 5000 gauss.

Le phénomène présenté au spectroscopie par le système des anneaux qui se déplacent lorsque la force magnétique augmente lentement est très beau.

On voit donc d'abord les anneaux  $\lambda_r$  et  $\lambda_v$  se rapprocher l'un de l'autre, se recouvrir mutuellement, puis aller en s'écartant, coïncider avec l'anneau suivant  $\lambda_0$  pour un champ d'environ 15000 gauss, le dépasser, et ainsi de suite.

Pour des mesures relatives aux raies jaunes on doit se servir d'épreuves faites avec une fente étroite, comme la Fig. 2. Dans cette deuxième épreuve la température était un peu différente de ce qu'elle était pour la Fig. 1.

6. Pour effectuer les mesures, que je décrirai dans un autre chapitre, on peut se servir de la méthode des diamètres, qui fut brièvement exposée ci-dessus (§ 3); mais on peut également recourir à la *méthode des coïncidences* <sup>1)</sup>, qui consiste à deter-

<sup>1)</sup> FABRY et PEROT, Ann. d. Chim. et de Phys., 25, 12, 1902.

miner les valeurs de la force magnétique pour lesquelles  $\lambda_r$  coïncide avec  $\lambda_v$  ou  $\lambda_r$  et  $\lambda_v$  avec  $\lambda_0$ .

Voici comment MM. FABRY et PEROT résument les difficultés que l'on rencontre en appliquant la méthode des coïncidences à la comparaison de longueurs d'onde :

„Même avec ce perfectionnement, la méthode présentait des inconvénients assez graves :

1°. La nécessité d'éclairer simultanément l'appareil par les deux sources entraîne des pertes de lumière assez importantes ;

2°. Les coïncidences ne sont bien observables que lorsque les deux systèmes d'anneaux ont des éclats comparables, et cette condition n'est pas toujours facile à réaliser ;

3°. La recherche de la coïncidence entraîne toujours des tâtonnements et l'on n'est jamais sûr (lorsque la période est courte) d'en rencontrer une qui soit exacte”.

Dans l'application de la méthode au rayonnement dans le champ magnétique, les inconvénients 1° et 2° n'existent pas, et en faisant varier l'intensité de courant dans l'électro-aimant on peut produire la coïncidence avec une précision aussi grande que l'on veut, de sorte que l'inconvénient 3° tombe aussi.

7. Enfin, je voudrais encore communiquer quelques détails relatifs aux instruments employés.

L'étalon de 5 mm. a été monté par M. JOBIN. De même les plaques argentées dont les faces internes sont exactement planes. Les faces externes ne

devaient pas être travaillées avec le même soin; elles font un angle de  $1'$  avec les faces internes. L'image d'un tube à vide, agrandie 4 fois, fut projetée sur l'étalon à l'aide d'une lentille achromatique dont la distance focale était de 12 cm. Tous les appareils optiques étaient montés sur une pièce en I et étaient par là rendus solidaires.

Les figures prouvent que pour l'étude du rayonnement des raies jaunes du mercure dans le champ magnétique il n'y aurait aucun avantage à employer un étalon dont l'épaisseur optique de la couche d'air serait plus grande. Au contraire, la largeur effective des raies jaunes dans le champ magnétique est si grande, que les limites d'application de la méthode sont presque atteintes dans ce cas.

#### V. EXAMEN DE LA DISSYMMÉTRIE DE LA DÉCOMPOSITION MAGNÉTIQUE DES RAIES SPECTRALES PAR LA MÉTHODE DE FABRY ET PEROT

1. Dans le chapitre III je me suis servi d'une méthode, que j'ai appelée la méthode du champ hétérogène, pour examiner l'asymétrie qui peut se présenter dans les triplets, d'après les prévisions théoriques de M. VOIGT <sup>1)</sup>. Un simple coup d'oeil jeté sur la planche VI suffit déjà pour se convaincre que la conclusion de M. VOIGT, savoir que la

---

<sup>1)</sup> Voir encore une communication récente de M. VOIGT, Phys. Zeitschr., 9, 122, 1908.

composante du triplet située du côté du rouge doit être un peu plus rapprochée de la composante médiane que celle qui est située du côté du violet, paraît confirmée par l'observation.

Afin de lever le doute qui pourrait encore exister relativement à l'exactitude de ce résultat expérimental, il me parut désirable de continuer les recherches par une voie indépendante de la méthode de ROWLAND.

On a vu au chapitre IV que les plaques parallèles à moitié argentées de MM. FABRY et PEROT permettent d'observer la décomposition des raies spectrales dans un champ magnétique.

En faisant usage du dispositif dans lequel la distance des plaques reste constante, l'étalon, on peut encore comparer de deux façons la longueur d'onde de la raie primitive avec celles des composantes formées par le champ magnétique.

On peut d'abord mesurer les diamètres des anneaux d'interférence produits dans un champ d'intensité déterminée. La combinaison des mesures relatives à des anneaux issus d'un même anneau avec celles relatives à la raie primitive, donne lieu à des calculs très simples, ainsi que je l'ai fait remarquer au précédent chapitre; la connaissance du numéro d'ordre des anneaux est même inutile, comme nous l'avons vu.

2. Mais on peut aussi recourir à la méthode des coïncidences et régler la force magnétique de telle sorte qu'un anneau qui s'élargit par augmentation

de l'intensité magnétique coïncide avec un anneau qui se rétrécit.

Dans cette coïncidence les anneaux qui correspondent à la composante du côté du rouge se superposent à ceux qui proviennent d'une composante du côté du violet. L'intensité des anneaux coïncidents n'est alors que faiblement inférieure à celle des anneaux primitifs, ce qui paraît avantageux pour la précision des mesures.

Si  $\lambda_0$  est la longueur d'onde de la composante moyenne du triplet,  $\lambda_r$  celle de la composante côté rouge,  $\lambda_v$  celle de la composante côté violet, on peut, sans connaître les valeurs des numéros d'ordre des anneaux, effectuer le calcul en opérant comme suit.

En général, si  $P_0$ ,  $P_r$ ,  $P_v$  représentent les numéros d'ordre des anneaux,  $x_0$ ,  $x_r$  et  $x_v$  les diamètres (en mesure angulaire), on a

$$\lambda_r = \lambda_0 \frac{P_0}{P_r} \left( 1 + \frac{x_0^2}{8} - \frac{x_r^2}{8} \right)$$

$$\lambda_v = \lambda_0 \frac{P_0}{P_v} \left( 1 + \frac{x_0^2}{8} - \frac{x_v^2}{8} \right).$$

Si la force magnétique augmente, un anneau qui se rétrécit correspond à  $\lambda_r$ , un anneau qui s'élargit à  $\lambda_v$ . Ainsi que je l'ai dit plus haut on peut, dans la décomposition produite par le champ magnétique, prendre  $P_0 = P_r$  ou  $P_0 = P_v$ , pourvu que les anneaux  $\lambda_r$  et  $\lambda_v$  soient issus d'un même anneau  $\lambda_0$ .

Dans la méthode par coïncidence on opère donc le plus simplement en considérant l'anneau produit

par coïncidence, tantôt comme un anneau  $\lambda_v$  provenant d'un anneau  $\lambda_0$  plus petit, tantôt comme un anneau  $\lambda_r$  provenant d'un anneau  $\lambda_0$  plus grand.

En mesurant trois anneaux, notamment celui produit par la coïncidence des anneaux pour  $\lambda_r$  et  $\lambda_v$  (diamètre  $x_c = x_r = x_v$ ), puis l'anneau plus grand dont le diamètre est  $x_0$ , et enfin l'anneau plus petit dont le diamètre est  $x_0'$ , on obtient le résultat par les simples formules

$$\lambda_r = \lambda_0 \left( 1 + \frac{x_0^2}{8} - \frac{x_c^2}{8} \right)$$

et

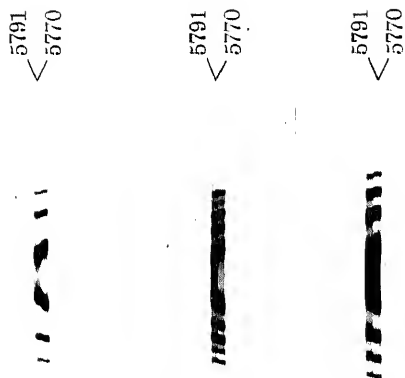
$$\lambda_v = \lambda_0 \left( 1 + \frac{x_0'^2}{8} - \frac{x_c^2}{8} \right).$$

3. Je me suis servi de cette méthode des coïncidences pour observer la décomposition des raies jaunes du mercure 5791 et 5770, à l'aide d'un étalon pour lequel la distance des plaques argentées était de 5 mm.

Le système d'anneaux se formait dans le plan focal d'une petite lentille achromatique de 18 mm. de diamètre et 12 cm. de distance focale. Ce plan focal coïncidait exactement avec le plan de la fente d'un spectroscopie à prisme. La fente était rendue suffisamment étroite pour que les deux raies jaunes du mercure pussent être observées séparément. La planche VIII reproduit des épreuves négatives obtenues, d'abord dans un champ nul, puis au moment de la première coïncidence (superposition



Fig. 1.



champ nul    1<sup>re</sup> coïncidence    2<sup>e</sup> coïncidence

Fig. 2.

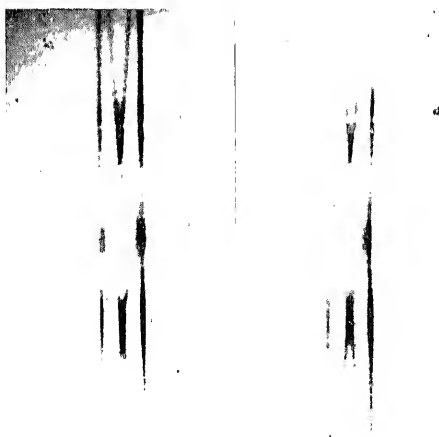


Fig.  
décomposition :  
raies médianes :

5770  
symétrique  
droites

5791  
asymétrique  
courbées

1 mm. = 0,12 u. A.

des anneaux pour  $\lambda_r$  et  $\lambda_v$ ), en troisième lieu à la deuxième coïncidence, où les anneaux  $\lambda_r$  et  $\lambda_v$  se confondent avec  $\lambda_0$ . L'épreuve suppose que la coïncidence a lieu pour 5770, mais elle se distingue à peine de celle que l'on aurait obtenue si la coïncidence avait été obtenue pour 5791.

En faisant des mesures sur six négatifs donnant la première coïncidence, j'ai trouvé qu'une séparation de 0,166 u. A. pour la raie 5770 correspondait, pour la raie 5791, à une séparation de 0,160 u. A. vers le rouge et 0,177 u. A. vers le violet.

Or, d'après les données mentionnées au § 4 du chapitre III, une séparation de 0,166 u. A. répond à une intensité du champ de 9130 gauss.

Si l'on considère l'asymétrie comme la grandeur à mesurer, il résulte des nombres donnés que cette asymétrie atteint 0,017 u. A. Une discussion des erreurs systématiques à craindre apprend que les valeurs 0,015 et 0,019 u. A. sont parfaitement possibles, mais que les valeurs 0,011 et 0,023 sont déjà fort peu probables.

Quelques mesures effectuées par la méthode des diamètres indiquèrent que la précision obtenue par cette méthode serait un peu plus grande que celle que nous venons d'atteindre. Mais cette dernière précision s'accorde parfaitement avec celle que MM. FABRY et PEROT <sup>1)</sup> considèrent comme possible dans un cas comme le nôtre.

---

<sup>1)</sup> FABRY et PEROT, Ann. d. Chim. et de Phys., janv. 1902.

Nos expériences, faites par la méthode des plaques argentées, prouvent certainement deux choses, d'abord que les résultats relatifs à la division asymétrique, obtenus antérieurement par la méthode de ROWLAND, sont réels; en second lieu que cette asymétrie subsiste dans des champs peu intenses, et qu'elle a la valeur que l'on s'attendrait à trouver, si l'on pouvait admettre une proportionnalité approchée entre l'intensité du champ et la valeur de l'asymétrie.

## VI. DÉTERMINATION DE LA CHARGE TOTALE DES ÉLECTRONS

1. Si nous admettons comme démontrées l'existence et la nature de la décomposition asymétrique, conformément à la théorie de VOIGT, il est sans doute intéressant d'exprimer le résultat obtenu dans le langage de la théorie des électrons.

M. LORENTZ a déduit <sup>1)</sup> les équations de M. VOIGT de la théorie des électrons, ou plutôt il en a déduit un système d'équations qui reviennent au même. Si l'on appelle  $H$  l'intensité du champ magnétique,  $\lambda$  la longueur d'onde,  $\partial\lambda_1$  et  $\partial\lambda_2$  les différences entre la longueur d'onde de la composante moyenne et celles des composantes situées respectivement du côté du violet et du côté du rouge, enfin  $V$  la vitesse

---

<sup>1)</sup> LORENTZ. Rapports présentés au congrès international de physique, 1900.

de la lumière dans l'éther et  $\frac{e}{m}$  le rapport bien connu entre la charge et la masse, on a, d'après M. LORENTZ,

$$\frac{e}{m} = \frac{4\pi V}{H\lambda^2} \sqrt{\delta\lambda_1 \cdot \delta\lambda_2} \dots\dots\dots (1)$$

Pour  $\delta\lambda_1 = \delta\lambda_2$  cette formule se transforme en la relation bien connue, d'où l'on a déduit pour la première fois le rapport  $\frac{e}{m}$ . On trouve ainsi ce rapport en unités électromagnétiques.

Si  $N$  est le nombre de molécules par unité de volume, on a en outre, suivant M. LORENTZ,

$$Ne = \frac{H}{2\lambda V} \frac{\delta\lambda_1 - \delta\lambda_2}{\sqrt{\delta\lambda_1 \cdot \delta\lambda_2}} \dots\dots\dots (2)$$

une formule qui a déjà été communiquée par MM. GEHRCKE et VON BAEYER<sup>1)</sup>.

Si l'on veut effectuer le calcul au moyen de mes observations sur l'asymétrie (§ 4 du chap III et § 3 du chap V), on se heurte à une difficulté. Comme j'ai trouvé que l'asymétrie varie avec l'intensité du champ, il résulte de (2) qu'il doit en être de même de  $Ne$ , puisque  $H$  et  $\sqrt{\delta\lambda_1 \cdot \delta\lambda_2}$  varient presque proportionnellement.

Or une augmentation de  $Ne$ , c. à d. du nombre des particules lumineuses par unité de volume, doit se révéler par l'intensité lumineuse dans le tube à

---

<sup>1)</sup> GEHRCKE u. v. BAYER. Verhandl. deutsch. physik. Gesellschaft, 7, 401, 1906.

vide. C'est effectivement ce qui a lieu, comme on le reconnaît à la planche VI. Nous devons donc conclure que la vapeur mercurielle lumineuse ne se trouvait pas dans les mêmes conditions dans toutes les parties du tube de GEISSLER, placé dans le champ hétérogène.

Aussi peut-on fort bien admettre avec M. VOIGT <sup>1)</sup> que le changement dans la grandeur de l'asymétrie doit être attribué aux circonstances différentes dans lesquelles se trouve la vapeur lumineuse.

2. Voici maintenant quels sont les résultats auxquels conduit le calcul, effectué suivant (1) et (2) à l'aide de mes observations relatives à la raie 5791.

Raie du mercure 5791.

| $\frac{e}{m}$      | $Ne$                  | Décomposition<br>moyenne 5770. | $H$   |
|--------------------|-----------------------|--------------------------------|-------|
| $1,92 \times 10^7$ | $8,10 \times 10^{-4}$ | 0,532 u. A.                    | 29220 |
| 1,92               | 6,24                  | 0,440 „                        | 24140 |
| 1,90               | 5,97                  | 0,399 „                        | 21910 |
| 1,87               | 5,03                  | 0,328 „                        | 18020 |
| 1,87               | 4,33                  | 0,270 „                        | 14800 |
| (2,07              | 4,58                  | 0,166 „                        | 9130) |

La dernière ligne de ce tableau se rapporte aux observations mentionnées au chap. V, § 3.

En divisant les nombres de la deuxième colonne par ceux de la première, on trouve que  $4 \cdot 10^{-11}$  à  $2 \cdot 10^{-11}$  gr. par  $\text{cm}^3$ . participent au mouvement.

<sup>1)</sup> VOIGT, Physik. Zeitschr., 9, 120, 1908.

En prenant, avec M. J. J. THOMSON, pour  $e$  la valeur  $1,1 \cdot 10^{-20}$ , on peut calculer le nombre  $N$ . On trouve ainsi que le nombre d'électrons par unité de volume qui produisent le rayonnement de la raie du mercure 5791 dans un tube de GEISSLER est de  $8 \cdot 10^{16}$  à  $4 \cdot 10^{16}$ , suivant la force magnétique.

Si l'on tient compte de ce que la température du tube à vide peut être évaluée à  $100^\circ$  ou  $120^\circ$  dans ces expériences, ce qui correspond d'après M. HERTZ à des tensions de vapeur de mercure de 0,29 à 0,78 mm., on arrive à cette conclusion, que le nombre des électrons qui participent à l'émission de la raie 5791 est du même ordre de grandeur que le nombre des atomes.

Un pareil résultat est parfaitement acceptable et on pourrait même trouver tout naturel que tous les atomes à la fois participent à l'émission. Il est néanmoins intéressant de comparer avec ce résultat ceux obtenus par M. HALLO <sup>1)</sup> dans ses recherches sur la rotation magnétique du plan de polarisation dans la vapeur de sodium, et par M. GEEST <sup>2)</sup> sur la double réfraction magnétique dans la même substance, ainsi qu'avec les résultats de M. JEAN BECQUEREL <sup>3)</sup>, dans ses recherches remarquables sur la façon dont la tysonite et d'autres cristaux se conduisent à basse température, dans un champ magnétique.

<sup>1)</sup> HALLO, Archives Néerl. (2), 10, 148, 1905.

<sup>2)</sup> GEEST, Archives Néerl. (2), 10, 291, 1905.

<sup>3)</sup> Voir en particulier JEAN BECQUEREL, Influence des variations de température sur la dispersion, Le Radium, 1907.

Tous ces physiciens arrivent à ce résultat que, pour les substances qu'ils ont examinées, un petit nombre seulement des atomes participent, à un instant donné, à l'émission ou à l'absorption.

Rien ne s'oppose évidemment à admettre que dans un tube de GEISSLER les circonstances sont tout autres, et que dans un tube à vide le nombre des atomes qui vibrent à un moment donné est très grand.

#### VII. ASYMÉTRIE DANS LES RAIES DU TUNGSTÈNE ET DU MOLYBDÈNE

Ce ne sont pas seulement les raies du mercure et du fer, que j'ai examinées moi-même, qui offrent des triplets asymétriques dans le champ magnétique, mais d'autres substances encore font de même. Je dois à la bienveillance de M. VORGT quelques exemples d'asymétrie particulièrement forte, trouvés par M. JACK, au laboratoire de Göttingue, dans les spectres du tungstène et du molybdène. Dans le tableau ci après les longueurs d'onde sont données en unités Ångström, les écartements en mm., tels qu'ils ont été mesurés sur les plaques. Mais cela suffit pour la connaissance de l'asymétrie relative.

Quelques raies offrent une asymétrie dans laquelle c'est la composante du côté du rouge qui est la plus écartée. Mais, d'après les remarques de M. JACK, on n'est pas tout à fait certain si dans ces cas on n'a pas affaire à des raies plus compliquées.

| Substance       | Longueur<br>d'onde<br>( $\lambda$ ) | Ecartement<br>en mm.<br>[ - vers violet<br>+ „ rouge ] | Intensité | Sub-<br>stance      | Longueur<br>d'onde<br>( $\lambda$ ) | Ecartement<br>en mm.<br>[ - vers violet<br>+ „ rouge ] | Intensité |
|-----------------|-------------------------------------|--|-----------|---------------------|-------------------------------------|--|-----------|
| Tung-<br>stène. | 2488,89                             | — ,1474  | 4         | Tung-<br>stène      | 2856,20                             | — ,1559  | 3         |
|                 |                                     | 0  | 3         |                     |                                     | 0  | 1         |
|                 |                                     | + ,1155  | 4         |                     |                                     | + ,1875  | 3         |
|                 | 2522,14                             | — ,1458  | 3         |                     | 3049,80                             | — ,2892  | 6         |
|                 |                                     | 0  | 2         |                     |                                     | 0  | 2         |
|                 |                                     | + ,1172  | 3         |                     |                                     | + ,2519  | 6         |
|                 | 2555,23                             | — ,1524  | 3         |                     | 3311,53                             | — ,1590  | 8         |
|                 |                                     | 0  | 2         |                     |                                     | 0  | 10        |
|                 |                                     | + ,1140  | 3         |                     |                                     | + ,1814  | 8         |
|                 | 2580,63                             | — ,1281  | 3         |                     | 3361,25                             | — ,1289  | 3         |
|                 |                                     | 0  | 2         |                     |                                     | 0  | 4         |
|                 |                                     | + ,1012  | 3         |                     |                                     | + ,1394  | 3         |
|                 | 2606,50                             | — ,1487  | 3         |                     | *3373,88                            | — ,0780  | 6         |
|                 |                                     | 0  | 2         |                     |                                     | 0  | 6         |
|                 |                                     | + ,1553  | 3         |                     |                                     | + ,0923  | 4         |
|                 | 2633,24                             | — ,1353  | 3         |                     | *3418,09                            | — ,0844  | 6         |
|                 |                                     | 0  | 1         |                     |                                     | 0  | 6         |
|                 |                                     | + ,1010  | 3         |                     |                                     | + ,1080  | 6         |
|                 | 2697,81                             | — ,1695  | 5         |                     | *3429,79                            | — ,0687  | 6         |
|                 |                                     | 0  | 3         |                     |                                     | 0  | 6         |
|                 |                                     | + ,1493  | 5         |                     |                                     | + ,0837  | 3         |
|                 | 2774,12                             | — ,1769  | 4         |                     | 3448,96                             | — ,0770  | 3         |
|                 |                                     | 0  | 2         |                     |                                     | 0  | 3         |
|                 |                                     | + ,1332  | 4         |                     |                                     | + ,0879  | 1         |
|                 | 2774,60                             | — ,1530  | 4         |                     | 4022,27                             | — ,2324  | 3         |
|                 |                                     | 0  | 2         |                     |                                     | 0  | 3         |
|                 |                                     | + ,1364  | 4         |                     |                                     | + ,2032  | 3         |
|                 | 2792,85                             | — ,1720 } 889  | 2         |                     | 4298,55                             | — ,5339  | 1         |
|                 |                                     | — ,0831 } 889  | 2         |                     |                                     | — ,1235  | 2         |
|                 |                                     | 0  | 2         |                     |                                     | 0  | 2         |
|                 |                                     | + ,0828 } 758  | 2         |                     |                                     | + ,1242  | 2         |
|                 |                                     | + ,1586 } 758  | 2         |                     |                                     | + ,4561  | 1         |
|                 |                                     |  |           | Mo-<br>lyb-<br>dène | 2672,93                             | — ,2224  | 10        |
|                 |                                     |  |           |                     |                                     | 0  | 5         |
|                 |                                     |  |           |                     |                                     | + ,1674  | 10        |

Une ombre du côté violet de la composante vers le violet,  
mais pas d'autres raies pouvant donner la composante



Je ferai remarquer du reste que, d'après ce qui a été dit au chap. II, les intensités données n'ont qu'une signification relative.

#### VIII. OBSERVATION DANS LA DIRECTION DES LIGNES DE FORCE MAGNETIQUES

D'après la théorie élémentaire, dans la direction de la force magnétique les deux composantes du doublet doivent être placées symétriquement par rapport à la raie primitive. Au moment où je me proposais d'examiner ce point, un examen qu'on tiendrait peut-être pour presque inutile, je fis une observation qui ne s'accordait pas avec une situation symétrique des composantes du doublet.

En observant le doublet, dont les raies étaient claires et nettes, je vis notamment, pour la raie 5791 aussi bien que pour 5770, une raie fine et excessivement faible entre les deux composantes. Pour 5770 cette petite raie paraissait se trouver exactement entre les composantes du doublet, par contre, pour 5791 elle paraissait déplacée du côté du rouge.

Ces faibles raies proviennent évidemment de lumière qui est émise à peu près perpendiculairement à la direction de la force magnétique, et est réfléchie sur la paroi intérieure du capillaire du tube de GEISSLER. En examinant le néon, M. LOHMANN <sup>1)</sup> observa un trouble analogue, mais par-

---

<sup>1)</sup> LOHMANN, Beiträge zur Kenntniss des ZEEMAN-Phänomens. Dissertation, Halle a. d. S., 1907, p. 62. Zeitschr. f. Wissensch. Phot., Bd. 6, Heft I u. 2, 1908.

faitement symétrique. Je reconnus que la faible raie était linéairement polarisée.

L'image toute entière présentait, sauf les rapports d'intensité et le caractère de la polarisation, une analogie frappante avec ce que l'on observe dans une direction perpendiculaire à la force magnétique. Il ne me fut pas possible de photographier la faible raie lumineuse en même temps que les deux raies du doublet.

Je résolus maintenant d'introduire dans le champ, en même temps que le doublet, la raie primitive, non soumise à l'influence magnétique.

On sait que dans des mesures spectroscopiques il y a une quantité de sources d'erreur lorsqu'on emploie un spectre de comparaison, surtout si l'on désire atteindre une grande précision. Aussi M. KAYSER <sup>1)</sup> considère-t-il comme la méthode la plus digne de confiance celle qui consiste à produire dans la source même les raies dont on a besoin pour la comparaison. Dans notre cas cela est évidemment impossible.

Le déplacement latéral que la raie lumineuse subit dans le tube à vide sous l'influence de la force magnétique fait que, même si la position du tube ne change pas, une épreuve faite en dehors du champ magnétique ne peut pas être comparée sans plus avec une autre faite dans le champ.

C'est pourquoi j'ai cru que le mieux était d'ana-

---

<sup>1)</sup> KAYSER, Handbuch der Spectroscopie, I, p. 732.

lyser, en même temps que la lumière émise par le tube placé entre les pôles, celle d'un petit tube placé sur le côté, réfléchi par un miroir argenté à moitié. Mais, vu la grande précision que je désirais obtenir, la comparaison ne réussit qu'imparfaitement. Il semblait parfois possible d'obtenir en même temps pour 5770 et 5791 une position symétrique de la raie lumineuse fournie par la source lumineuse primitive. Mais je ne puis donner à ce résultat qu'une importance médiocre. On devrait donc conclure à un déplacement de la ligne médiane du triplet du côté du rouge. Ces expériences soulevèrent toutefois cette question :

*La raie médiane d'un triplet a-t-elle la même longueur d'onde que la raie primitive?*

On peut être certain d'avance que le changement de longueur d'onde, s'il existe, sera excessivement faible, puisqu'aucun des physiciens qui se sont occupés de l'examen du rayonnement dans un champ magnétique n'a constaté, à ma connaissance, des phénomènes qui tendraient à résoudre la question dans l'affirmative.

Pourtant, quelques observations faites à l'aide d'un spectroscope à échelons m'ont fait voir que diverses raies spectrales, et parmi elles les raies du mercure si souvent examinées, subissent, sous l'influence d'un champ magnétique intense, des déplacements de l'ordre de 6 à 10 millièmes d'unité

Ångström, quelquefois du côté du rouge. Il me semble que la question est suffisamment importante pour être examinée séparément.

Ce mémoire n'est au fond qu'un recueil de mémoires qui avaient paru déjà auparavant autrepars et qui ont été réunis dans: *Archives néerlandaises des sciences exactes et naturelles* (2), 13, pp. 260—290, augmentés et modifiés en quelques détails. C'est cette forme que nous réimprimons ici.

Pour la première fois ils ont été publiés dans: *Zittingsverslagen der Kon. Akademie van Wetenschappen te Amsterdam*, Vol. XIV pp. 838—841, 27 avril 1906 (chapitre I); Vol. XVI pp. 286—289, 26 octobre 1907 (chapitre II); pp. 354—361, 30 novembre 1907 (chapitre III); pp. 486—491, 28 décembre 1907 (chapitre IV); pp. 610—618, 29 février 1908 (chapitres V—VIII).

Des traductions anglaises ont paru dans: *Proceedings of the Royal Academy of Sciences at Amsterdam*, Vol. VIII, pp. 814—817; Vol. X, pp. 289—292; pp. 351—359; pp. 440—445; pp. 566—574.

Une édition allemande des chapitres IV—VIII a été publiée dans: *Physikalische Zeitschrift*, Vol. 9 (1908) pp. 209—212 (chapitre IV) et pp. 340—344 (chapitres V—VIII).

Une édition française du chapitre II a paru dans: *Le Radium* 5 (1908) pp. 49—51.

### XIII. CHANGEMENT DE LONGUEUR D'ONDE DE LA RAIE MÉDIANE D'UN TRIPLET DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE

#### I. OBSERVATIONS À L'AIDE D'UN SPECTROSCOPE À ÉCHELONS DE MICHELSON

ON a admis jusqu'ici, pour ainsi dire tacitement <sup>1)</sup>, que la raie moyenne d'un triplet ou de toute autre figure de décomposition symétrique dans le champ magnétique reste à sa place. Cependant, dans des recherches sur la décomposition asymétrique de quelques raies spectrales <sup>2)</sup>, en examinant la lumière émise dans la direction des lignes de force, je constatai que la symétrie n'existe pas toujours là où l'on s'attendrait à la trouver.

Ceci me conduisit à me demander si par hasard l'aimantation ne produirait pas un déplacement de la raie primitive. Or, c'est ce qui arrive réellement, ainsi qu'on le verra dans la suite. On peut effectivement expliquer par là la situation asymétrique de la raie excessivement faible, que j'ai observée accidentellement entre les composantes du doublet formé par la raie 5791 <sup>3)</sup>. Cette question est d'un grand intérêt théorique, parce qu'elle se rattache

---

<sup>1)</sup> Voir §§ 8 et 9.

<sup>2)</sup> Archives Néerl. (2); 13, 267, 1908 (No. XII de ces mémoires-ci).

<sup>3)</sup> Ibid., pag. 289 (No. XII de ces mémoires-ci, p. 218).

probablement à l'existence de liens entre les vibrations parallèles et perpendiculaires aux lignes de force <sup>1)</sup>).

2. Pour discuter cette question, qu'il me soit permis de rappeler brièvement les formules qui déterminent, dans le cas du spectroscop à échelons de MICHELSON <sup>2)</sup>, la variation de la diffraction avec la longueur d'onde et la distance de deux ordres successifs de la même raie.

Supposons que la lumière incidente tombe perpendiculairement sur les plaques de verre du spectroscop, et soient  $\lambda$  la longueur d'onde de la lumière transmise,  $\mu$  l'indice de réfraction,  $\theta$  le petit angle de diffraction, enfin  $t$  l'épaisseur des plaques et  $s$  la largeur des degrés de l'échelon. On a alors en premier lieu :

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{t}{s \cdot \lambda} \left( (\mu - 1) - \lambda \cdot \frac{d\mu}{d\lambda} \right) \dots\dots\dots (1)$$

et puis, si  $A$  est la distance de deux ordres successifs,

$$A = \frac{\lambda^2}{t \left( (\mu - 1) - \lambda \frac{d\mu}{d\lambda} \right)} \dots\dots\dots (2)$$

3. La supposition la plus simple paraissait celle-ci, qu'il y a un déplacement de la composante moyenne pour la raie 5791, qui se partage asymétriquement, mais non pour la raie 5770. Cela me

---

<sup>1)</sup> VOIGT, Ann. d. Phys., (4), 24, 195, 1907.

<sup>2)</sup> MICHELSON, Journ. d. Phys., (3), 8, 305, 1899. FÜRST B. GALITZIN, Zur Theorie des Stufenspectroscops, Bull. de l'Acad. Imp. des Sciences de St. Pétersbourg, (5), 23, nos. 1 et 2, 1905.

conduisit à employer le spectroscopé à échelons de telle façon que diverses raies pussent être observées *simultanément* et comparées. On sait que de la façon dont on emploie ordinairement ce spectroscopé on ne peut examiner qu'une raie à la fois, ou tout au plus des raies qui ne sont écartées que d'une petite fraction d'unité Angström.

Mais on peut aussi donner aux degrés de l'échelon une position horizontale et placer la fente du collimateur parallèlement à ceux-là, de sorte que tout le système a été tourné de  $90^\circ$  à partir de la position ordinaire. Mais la fente du spectroscopé auxiliaire peut rester placée verticalement. En opérant ainsi, ce qui revient en principe à appliquer la méthode des prismes croisés de NEWTON ou celles des „points d'interférence" (Interferenzpunkte) de GEHRCKE, on a l'avantage de pouvoir regarder en même temps des raies spectrales très différentes. Chaque longueur d'onde est représentée par de courts traits horizontaux, dont la longueur horizontale est déterminée par la largeur de la fente du spectroscopé auxiliaire. Puis il dépendra de la position de l'échelon que l'on puisse observer un ou deux ordres successifs d'une raie.

La figure ci-dessous est une représentation schématique de la partie de l'image observée, qui se rapporte aux deux raies jaunes du mercure. Les deux traits *a* et *b* représentent les deux ordres successifs de la raie 5770, et le trait *a'* la raie 5791 dans le seul ordre nettement observable; tout ceci se rap-

porte au cas où la source lumineuse, un petit tube à vide contenant de la vapeur de mercure lumineuse, n'est pas placée dans un champ magnétique.

Mais si l'on produit le champ magnétique, ces raies se dédoublent en des composantes qui se déplacent les unes vers le haut, les autres vers le bas. D'ailleurs, si la raie 5791 change de longueur

$a$  — d'onde, celle de l'autre raie ne variant pas, on devra observer un déplacement conformément aux équations (1) et (2).

.....  $a''$  Si l'on fait l'une après l'autre

—  $a'$  deux épreuves négatives, des mesures effectuées sur ces épreuves

$b$  — devront apprendre si le trait  $a'$  a conservé la même place ou non. Or, j'ai reconnu immédiatement que le trait  $a'$  se déplaçait d'une petite quantité, vers  $a''$ .

4. Je donne dans le tableau suivant les résultats de quelques mesures effectuées ainsi sur des épreuves négatives, faites suivant la méthode du § 3, à des jours différents et dans des circonstances différentes.

L'échelon dont je me suis servi, et que j'ai décrit antérieurement <sup>1)</sup> en détail, se compose de 30 plaques de 7,8 mm. d'épaisseur, les degrés ayant 1 mm. de largeur.

La distance du trait  $a$  au trait  $b$  est mesurée en

---

<sup>1)</sup> Verslag Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam, 1901 (No. VII de ces mémoires-ci).



millimètres et indiquée comme distance  $a-b$ , et ainsi de suite.  $H$  est l'intensité du champ en gauss.

Il résulte de ce tableau qu'effectivement le champ magnétique déplace le trait  $a'$  par rapport à  $a$  et  $b$ , et que le déplacement augmente avec l'intensité du champ.

| Plaque<br><br>n°. | Dans le champ |        |        | $H$<br><br>en gauss | Hors du champ |        |        |
|-------------------|---------------|--------|--------|---------------------|---------------|--------|--------|
|                   | Distance      |        |        |                     | Distance      |        |        |
|                   | $a-b$         | $a-a'$ | $b-a'$ |                     | $a-b$         | $a-a'$ | $b-a'$ |
| 135               | 1,215         | 0,896  | 0,319  | 7830                | 1,219         | 0,898  | 0,321  |
| 139               | 1,200         | 0,891  | 0,309  | 10920               | 1,208         | 0,898  | 0,310  |
| 140               | 1,214         | 0,882  | 0,332  | 8580                | 1,221         | 0,905  | 0,316  |
| 141               | 1,147         | 0,861  | 0,286  | 7700                | 1,150         | 0,867  | 0,283  |
| 142               | 1,140         | 0,849  | 0,291  | 7180                | 1,147         | 0,862  | 0,285  |
| 144               | 1,140         | 0,855  | 0,285  | 15120               | 1,145         | 0,872  | 0,273  |
| 146               | 1,136         | 0,819  | 0,307  | 20340               | 1,143         | 0,861  | 0,282  |
| 150               | 1,093         | 0,746  | 0,347  | 23470               | 1,116         | 0,818  | 0,298  |

Il en résulte aussi que le déplacement observé n'est pas seulement déterminé par un changement de longueur d'onde de la raie 5791, mais est une superposition de changements qui se présentent dans les deux raies considérées. En effet, la distance  $a-b$ , c. à d. la distance des deux ordres de la raie 5770, est toujours plus petite dans la première section du tableau que dans la seconde. On ne peut pas encore conclure de là que la raie 5770 subit un changement de longueur d'onde (voir § 10).

5. Si l'on classe les observations du tableau précédent d'après l'intensité du champ, on constate

que la distance  $a'—a''$  varie considérablement à mesure que le champ augmente d'intensité. Le déplacement de la raie 5791 n'est pas une fonction linéaire de l'intensité du champ: l'accroissement est plus rapide que ne le voudrait une simple loi linéaire. Mais ces observations ne permettent pas à elles seules de déterminer quelle est la loi du déplacement, parce que les raies de comparaison ne restent pas non plus immobiles. C'est ce qui fait qu'on obtient des valeurs de  $a'—a''$  un peu différentes, suivant qu'on déduit cette distance de la variation de  $a—a'$  ou de celle de  $b—a'$ .

Il est néanmoins possible de dire dans quel sens la raie 5791 se déplace. C'est du côté du *rouge*. Dans la figure du § 3 un déplacement vers les grandes longueurs d'onde correspond à un relèvement. Sur les épreuves négatives on reconnaît aisément de quel côté de la raie 5791 se trouve le rouge; on n'a qu'à regarder les trois faibles satellites qui accompagnent la raie principale et dont deux ont une longueur d'onde plus grande, le troisième ayant une longueur d'onde plus petite <sup>1)</sup>.

6. On peut prouver le déplacement de la raie médiane du triplet par la méthode du champ hétérogène <sup>2)</sup>, en observant à l'aide d'un spectro-

<sup>1)</sup> JANICKI, Feinere Zerlegung der Spectrallinien von Quecksilber u.s.w., Inaugural Diss. Halle a. S., Ann. d. Phys., 19, 36, 1906.

<sup>2)</sup> ZEEMAN, Archives Néerl. (2), 13, 260, 1908 (No. XII de ces mémoires-ci).

spectre à échelons. Ce déplacement doit se trahir par une courbure de la raie médiane, courbure qu'on ne saurait observer à l'aide d'un réseau de ROWLAND et qui par conséquent n'a pas pu être constatée.

On rendra cette courbure mieux sensible à l'oeil en faisant en sorte que dans l'image des points correspondant à des intensités de champ fort différentes soient très rapprochés. Pour y arriver, j'ai projeté sur la fente du spectroscopie auxiliaire, au moyen d'un objectif photographique d'environ 10 cm. de distance focale, une image, réduite au onzième, d'une tube vide à mercure placé dans un champ magnétique.

Fig. 2 de la planche VIII (p. 210) reproduit des épreuves, agrandies deux fois, obtenues avec les raies 5791 et 5770. La raie médiane a été observée dans deux ordres successifs. Entre les deux on voit les composantes des triplets. A mesure que la force magnétique augmente, les composantes s'écartent de la raie à laquelle elles appartiennent, pour atteindre un écartement maximum au milieu du champ visuel.

Dans les figures la composante vers le rouge se trouve toujours à gauche de la raie médiane, et au milieu du champ elle lui tourne sa concavité; la deuxième raie fortement courbée est la composante du côté du violet pour l'ordre suivant.

La courbure des raies moyennes, dont nous voulons précisément prouver l'existence par notre expérience, se reconnaît incontestablement pour la

raie 5791. On s'en convainc aisément par comparaison avec une bande de papier bien droite.

La figure de la raie 5770 n'offre pas cette courbure.

L'asymétrie de la décomposition magnétique de la raie 5791 se reconnaît nettement au fait, que l'une des composantes extrêmes courbées se rapproche plus de la raie médiane que l'autre.

Si l'on représente par  $a_v - a_r$  les distances des composantes à la raie médiane à laquelle elles appartiennent, ce que j'ai appelé antérieurement <sup>1)</sup> la grandeur de l'asymétrie est représenté par  $a_v - a_r$ . Cette différence est d'ailleurs égale aussi à la différence des distances qui séparent les composantes fortement courbées des raies médianes auxquelles elles n'appartiennent pas, et vers lesquelles elles tournent leur convexité au centre de figure.

Les deux épreuves ont été faites dans un même champ d'environ 34000 gauss.

On pourrait se demander maintenant si la différence  $a_v - a_r$  est égale ou non au double du déplacement de la raie médiane. Dans le premier cas l'asymétrie résulterait du mouvement de la raie médiane vers des longueurs d'onde plus grandes, les composantes extrêmes se déplaçant symétriquement par rapport à la raie primitive. L'autre cas est celui qu'on s'attendrait à trouver plutôt, sans hypothèse ni résultats de mesure.

---

<sup>1)</sup> Archives Néerl. (2), 13, 268, 1903. (No. XII de ces mémoires-ci p. 186).

7. Afin d'obtenir une réponse expérimentale à cette question, j'ai réuni sur une même plaque photographique les figures décrites au § 6 et les raies non modifiées. Mais je reconnus bientôt que ce n'était que dans les champs excessivement intenses que pour la raie 5791 la séparation entre les raies médianes, dans le champ et hors du champ, était assez notable pour permettre en quelque sorte d'effectuer des mesures; voilà pourquoi je n'insisterai pas sur ces expériences. Mais je désire communiquer encore un détail relatif au tube vide à mercure que j'ai employé dans toutes mes expériences dans des champs intenses. Ce tube était de la forme mentionnée antérieurement, préconisée par PASCHEN, à capillaire assez large. Mais la partie du capillaire qui se trouve dans le champ peu étendu est étirée, de sorte que ce n'est que dans cette partie que le capillaire a une petite section. Les pôles magnétiques peuvent donc être fortement rapprochés, sans que pourtant la résistance électrique atteigne des valeurs particulièrement grandes.

8. Pour les mesures j'ai opéré finalement de la façon suivante. La fente du spectroscopie auxiliaire, servant à l'analyse préliminaire de la lumière, fut élargie, de façon à voir dans le spectroscopie à échelons à la fois *les deux* raies jaunes du mercure. Les degrés de l'échelon furent placés parallèlement à la fente du spectroscopie auxiliaire. L'image du tube à vide, projetée sur la fente, fut choisie de telle façon qu'on ne pût analyser que la lumière

venant de la partie-homogène du champ. En plaçant un petit écran mobile devant la plaque photographique, il fut possible de reproduire au milieu de celle-ci les raies soumises à l'influence magnétique, tandis que les raies dans un champ nul furent reproduites dans les parties supérieure et inférieure de la plaque. Les clichés ainsi obtenus confirmèrent le résultat du § 5 relatifs au déplacement de la raie 5791 vers le rouge.

Pour la raie 5770 le déplacement est excessivement petit. D'ailleurs ces mesures ne furent pas effectuées complètement, parce que, dans le cours de ces recherches, GMELIN <sup>1)</sup> publia sur le même sujet une note qui fit perdre leur intérêt à mes mesures. GMELIN traita la même question d'une autre façon. Le pouvoir résolvant particulièrement élevé de l'échelon dont il s'est servi lui permit de pousser l'étude quantitative plus loin qu'il ne m'aurait été possible de le faire.

Ce qui précède prouve suffisamment, je pense, l'exactitude de l'observation, relative à l'asymétrie dans la direction des lignes de force <sup>2)</sup>, que je ne communiquai que sous réserve, mais qui me poussa à faire l'étude décrite ci-dessus.

---

<sup>1)</sup> Physik. Zeitschr., 9, 212, 1908.

<sup>2)</sup> Archives Néerl. (2), 13, 289, 1908 (No. XII de ces mémoires-ci p. 218).

II. OBSERVATIONS À L'AIDE DE LA METHODE DE  
FABRY ET PEROT  
LA LOI DU DEPLACEMENT DE LA RAIE MÉDIANE  
D'UN TRIplet DANS LE CHAMP MAGNETIQUE

9. Les observations faites à l'aide d'un spectroscopie à échelons, et décrites dans les paragraphes précédents, ont mis hors de doute l'existence d'un déplacement de la composante médiane. Ce déplacement, GMELIN et JACK <sup>1)</sup> le découvrirent en même temps que moi. GMELIN le premier donna la loi du déplacement pour la raie 5791 du mercure; d'après lui la variation de longueur d'onde est proportionnelle au carré de la force magnétique.

Dans le chapitre III d'un travail antérieur <sup>2)</sup> j'ai communiqué les mesures relatives à la décomposition asymétrique de la raie 5791 du mercure. Si l'on met cette asymétrie totalement sur le compte du déplacement de la raie médiane vers le rouge, on devrait conclure des nombres que j'ai communiqués que le déplacement dépend de l'intensité du champ d'une façon qui est sensiblement linéaire. Cet examen a été effectué à l'aide d'un réseau de ROWLAND et son but principal était de prouver l'existence d'une décomposition asymétrique. Ce but fut atteint, mais je crois avoir donné une trop grande valeur à la précision des mesures du degré

<sup>1)</sup> Voir VOIGT, Magneto-optik, p. 178.

<sup>2)</sup> Archives Néerl. (2), 13, 267, 1908 (No. XII de ces mémoires-ci p. 185).

d'asymétrie, d'ailleurs très difficiles. Dans des champs de l'ordre de 20.000 gauss l'asymétrie atteint 35 millièmes d'une unité Angström, et comme le réseau dont je me suis servi permettait de séparer, dans le spectre du premier ordre, où j'observais, des raies distantes de 0,12 u. A., on se trouve dans les champs en question quatre fois plus bas que la limite du pouvoir séparateur.

C'est uniquement parce que dans cette détermination de l'asymétrie on a affaire à une différence de deux grandeurs très petites, supérieures à la limite posée par le pouvoir séparateur, qu'une mesure a été possible.

Mais si l'on pose des exigences excessives à la méthode employée, des sources d'erreur peuvent se faire sentir, provenant en partie de notre façon de juger la distance de deux raies voisines, pour une autre partie des particularités dans la formation des images par un réseau, particularités qui n'ont pas encore été suffisamment examinées.

Voilà pourquoi il est certainement recommandable, dans l'examen minutieux du déplacement de la raie médiane d'un triplet, d'avoir recours à une méthode qui garantit un pouvoir séparateur plus élevé.

Dans ses recherches GMELIN a fait usage du spectroscopie à échelons de MICHELSON et il paraît qu'il a complètement réussi à interpréter quantitativement les résultats fournis par son étude systématique au moyen de cet instrument. Le résultat



qu'il a obtenu a donc une grande probabilité et d'ailleurs il est confirmé par la théorie, que VOIGT <sup>1)</sup> a donnée pour de fortes asymétries et dans laquelle on admet qu'il s'établit des liens entre les électrons.

10. Pourtant il m'a semblé qu'il valait la peine d'examiner la question d'une manière indépendante du spectroscope à échelons et du réseau de ROWLAND, et pour cela la méthode de FABRY et PEROT était tout indiquée. La plupart des mesures ont été faites à l'aide d'un étalon de 5 mm., que j'avais déjà employé antérieurement; quelques déterminations ont été faites avec un autre étalon, dans lequel la distance des plaques était déterminée à l'aide de pièces en *invar*, et que M. JOBIN avait construit pour moi. Par l'emploi d'*invar*, proposé par PEROT et FABRY, l'influence d'un changement de température de l'étalon sur le système d'anneaux, pendant la durée de l'expérience, était considérablement diminuée.

Dans cet étalon l'épaisseur de la couche d'air était de 25 mm. Mais avec cette épaisseur on est déjà tout près de la limite d'utilité de la méthode, pour la raie 5791 du mercure placée dans le champ employé. Aussi la précision des résultats obtenus à l'aide d'un étalon de 25 mm. n'est-elle pas bien plus grande, dans notre cas, que celle qui est atteinte au moyen d'un étalon de 5 mm.

J'ai déjà décrit <sup>2)</sup> en détail l'appareil employé.

---

<sup>1)</sup> VOIGT, *Magneto-optik*, p. 261.

<sup>2)</sup> *Archives Néerl.* (2), 13, 276, 1908 (No. XII de ces mémoires-ci p. 199).

Pour le but que je me proposais maintenant il s'agissait d'observer exclusivement les vibrations parallèles à la force magnétique. A cet effet un rhomboèdre de calcite fut placé entre la source lumineuse et la première lentille. Des deux images que le tube à vide projetait ainsi sur l'étalon, celle qui était inutile fut rendue inefficace au moyen d'un écran. Avant de faire une épreuve photographique avec le tube dans le champ magnétique, et après l'avoir faite, on en fit une dans un champ magnétique nul.

Outre l'anneau intérieur on soumit aussi à des mesures le deuxième anneau et parfois aussi le troisième et le quatrième; les données ainsi obtenues servirent aux calculs.

La formule qui servit aux calculs est celle que FABRY et PEROT donnèrent les premiers, avec la simplification qu'on peut lui faire subir dans notre cas <sup>1)</sup>.

Le tableau suivant contient les résultats relatifs à la raie 5791 du mercure. La première colonne donne le numéro d'ordre de l'expérience, la deuxième le numéro de la plaque photographique;  $\Delta\lambda_0$  est le changement de longueur d'onde de la raie moyenne. Les intensités des champs sont contenues dans la dernière colonne. Les valeurs *relatives*, seules nécessaires pour juger de la loi de relation entre le déplacement et l'intensité du champ, sont exactes.

---

<sup>1)</sup> ZEEMAN. Ibidem, p. 278 (ici p. 202).

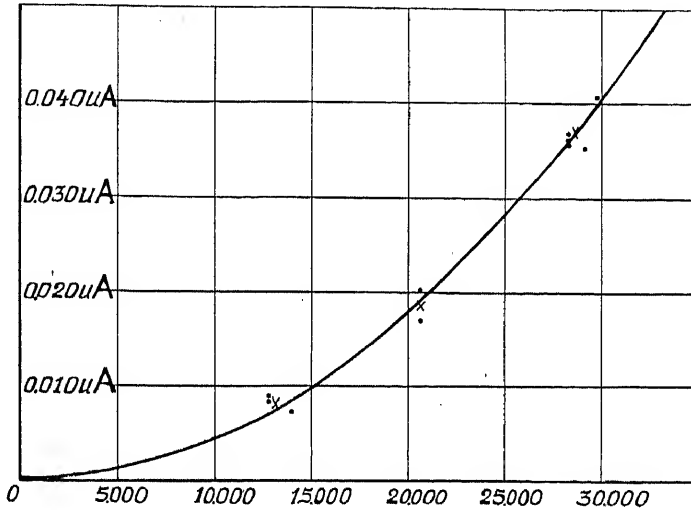
Pour être réduites en gauss, les intensités données ici devraient être augmentées de 1 à 2 %.

| Expérience. | Plaque.          | $\Delta\lambda_0$ en u. A. | Intensité. |
|-------------|------------------|----------------------------|------------|
| 1           | 208 <sup>c</sup> | 0.0085                     | 12700      |
| 2           | 209 <sup>b</sup> | 0.0088                     | 12700      |
| 3           | 211              | 0.0169                     | 20700      |
| 4           | 212 <sup>c</sup> | 0.0074                     | 13950      |
| 5           | 214 <sup>c</sup> | 0.0201                     | 20600      |
| 6           | 218 <sup>b</sup> | 0.0367                     | 28250      |
| 7           | 218 <sup>d</sup> | 0.0358                     | 28250      |
| 8           | 219 <sup>b</sup> | 0.0360                     | 28250      |
| 9           | 220 <sup>b</sup> | 0.0353                     | 29170      |
| 10          | 220 <sup>d</sup> | 0.0406                     | 29780      |

Les expériences 4 et 5 ont été faites à l'aide de l'étalon de 25 mm., les autres avec celui de 5 mm. La figure à la page suivante représente graphiquement les résultats. Pour donner une idée de la petitesse des déplacements, je ferai remarquer que les composantes extérieures du triplet de 5791 viennent à une distance de 0,500 u. A. de la situation primitive dans un champ de 29750 gauss; or, l'ordonnée correspondant à 0,500 u. A. aurait sur la figure une longueur de 75 cm.

Les résultats 1, 2 et 4 ont été réunis en un seul, de même que 3 et 5, et 6, 7, 8, 9, 10; cette combinaison a été faite tout simplement en prenant la moyenne des déplacements d'une part, des intensités du champ d'autre part. Les valeurs ainsi obtenues ont été indiquées par des croix; par ces croix et

l'origine on peut faire passer avec grande approximation une parabole.



La figure prouve, comme un simple calcul d'ailleurs, que les déplacements suivent, dans les limites des erreurs expérimentales, une loi quadratique. On peut admettre que dans chacun des dix cas observés la grandeur du déplacement a été mesurée à 0,002 ou 0,003 u. A. près.

Pour faire voir comment les nombres  $\Delta\lambda_0$  ont été obtenus, je vais développer les calculs pour un des cas.

$$\lambda_m - \lambda_0 = \frac{\lambda_0}{8R^2}(x_0^2 - x_m^2)$$

$$\lambda_0 = 5791 \text{ u. A. } H = 12700$$

$$\text{Étalon } 2d = 10 \text{ mm } R = 120 \text{ mm.}$$

$x_0, x_m$  diamètres des anneaux en  $mm$ .

$x_0$  moyenne de 2 épreuves faites avant et après  $x_m$ .

Premier anneau:

$$\begin{array}{lll} x_0 = 3,662 & x_0^2 = 13,410 & \\ x_m = 3,640 & x_m^2 = 13,250 & 0,160 \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{l} x_0 \\ x_m \end{array}} \right\}$$

Deuxième anneau:

$$\begin{array}{lll} x_0 = 2,608 & x_0^2 = 6,802 & \\ x_m = 2,573 & x_m^2 = 6,620 & 0,182 \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{l} x_0 \\ x_m \end{array}} \right\} \quad 0,171$$

$$\Delta\lambda_0 = \frac{0,171 \lambda_0}{8 R^2} = 0,0086 \text{ u. } \text{\AA}.$$

Pour le triplet 5770 du mercure je n'ai pas pu constater de déplacement de la raie médiane. Voici les résultats que j'obtins pour les diamètres des anneaux, dans un champ de 28250 gauss, avec l'étalon de 5 mm.

| 1 <sup>er</sup> anneau | 2 <sup>d</sup> anneau |
|------------------------|-----------------------|
| 2,199                  | 3,409 hors du champ.  |
| 2,193                  | 3,408 dans le champ.  |
| 2,199                  | 3,394 hors du champ.  |

Dans les limites d'erreur de l'observation la raie médiane de 5770 occupe donc exactement la place de la raie non modifiée.

11. VON BAEYER et GEHRCKE ont examiné la décomposition magnétique dans des champs de faible intensité pour diverses raies du mercure <sup>1)</sup>. Dans

<sup>1)</sup> VON BAEYER et GEHRCKE, Ueber den Zeemaneffekt in schwachen Magnetfeldern, Verhandl. d. deutsch. physik. Gesellsch., 8e année, p. 399, 1906; 10e an., pp. 357 et 423, 1908.

leurs recherches ils firent usage du spectroscope à interférences de LUMMER et GEHRCKE et purent mesurer la décomposition pour diverses intensités du champ depuis 500 gauss. Dans des champs de l'ordre de 1000 gauss, VON BAEYER n'observa aucune asymétrie pour la raie jaune du mercure. Cela s'accorde avec les résultats du § 10 et ceux de GMELIN. Il résulte du tableau du § 10 que dans un champ de 28740 gauss le déplacement de la raie médiane est de 0,0369 u. A. Si l'asymétrie est réellement proportionnelle au carré de l'intensité du champ, sa valeur dans un champ de 1000 Gauss n'est que de  $2 \times 0,0369 \times \left(\frac{1}{28,7}\right)^2 = 0,000090$  u. A., ce qui est trop faible pour être observé avec les appareils spectraux actuels, même ceux dont le pouvoir séparateur est le plus grand.

Ce mémoire consiste au fond de deux mémoires qui avaient paru déjà auparavant autrepars et qui ont été réunis dans: Archives néerlandaises des sciences exactes et naturelles (2) 14, pp. 267—277, augmentés et modifiés et quelques détails. C'est cette forme que nous réimprimons ici.

Pour la première fois ils ont été publiés dans: Zittingsverslagen der Kon. Akademie van Wetenschappen te Amsterdam, Vol. XVI pp. 618—622, 29 février 1908, et pp. 855—858, 24 avril 1908 (chapitre I); Vol. XVII pp. 541—545, 24 décembre 1908 (chapitre II).

Des traductions anglaises ont paru dans: Proceedings of the Royal Academy of Sciences at Amsterdam, Vol. X pp. 574—578, pp. 862—864; Vol. XI pp. 473—477.

Une édition allemande a été publiée dans: Physikalische Zeitschrift, Vol. 10 (1909) pp. 217—220 (chapitre I) et pp. 220—221 (chapitre II).

## XIV. THE DEGREE OF COMPLETENESS OF THE CIRCULAR POLARIZATION OF MAGNETICALLY DIVIDED LINES

A luminous gas placed between the poles of an electromagnet observed along the lines of force, gives in the simplest case, two spectral lines of different wavelengths. These lines are situated at both sides of the original line. In accordance with LORENTZ's elementary theory my observations so far published tend to show almost perfect polarisation of the lines of this doublet, the polarization being right-handed for one, left-handed for the other of its components. If the direction of the field is reversed the sign of the polarization becomes opposite.

Corresponding to the doublet, observed parallel to the field, a triplet is seen when the light emitted at right angles to the field is analysed. The components of this triplet are linearly polarized.

LORENTZ as early as 1898<sup>1)</sup> showed that some conclusions concerning the polarization of the components of magnetically divided lines can be drawn from general principles, independently of any particular theory.

One of these results is that light of a definite frequency radiated along the lines of force, can

---

<sup>1)</sup> LORENTZ. Amsterdam Proceedings June 1898, p. 113. The Theory of Electrons. Teubner. p. 149. 1909.

never show a trace of linear or elliptic polarization; it must either be unpolarized, or have a circular polarization, partial or perfect.

LARMOR <sup>1)</sup> in 1900 concluded that perfect circular polarization of the components of the doublet, would prove that the corresponding permanent types of vibration in the molecules are exactly circular.

In order to explain the more complicated magnetic effects VOIGT <sup>2)</sup> specialised the general theory of vibrating electric systems by supposing particular magnetic links between electrons and by introducing the hypothesis that the luminous particles take a definite orientation under the action of the field. A particular direction, the "axis" of each particle, becomes under the action of the field parallel to the lines of force.

A rotation of the particles around this specified axis undoubtedly is possible, at least it is not excluded. This rotation has no influence upon the frequency. The orbits of the electrons however are rotated as also are the orbits of the "equivalent" electrons recently introduced by LORENTZ <sup>3)</sup> in order to simplify the theory of systems containing a number of electrons.

<sup>1)</sup> LARMOR. *Aether and Matter*. p. 345.

<sup>2)</sup> VOIGT. *Magneto- und Elektrooptik*, Teubner, Leipzig. p. 98. 1908.

<sup>3)</sup> LORENTZ. *Theorie der magneto-optischen Phänomene*. *Encyclopädie der mathematischen Wissenschaften*. V. 3. Heft 2. p. 217. 1909.



The linear polarization of the light emitted normally to the field, proves that the orbits of the electrons either are straight lines parallel to the lines of force or ellipses in planes perpendicular to the field.

The completeness of the circular polarization parallel to the magnetic force would prove that the ellipses are circles. Partial circular polarization however would prove the existence of ellipses with all possible fortuitous orientations in planes normal to the field.

In general one would expect, that the components of a magnetically subdivided line emit partially polarized light parallel to the field. Without hypothesis or further measurements this more general statement must even be regarded as the most probable. A quantitative examination of the ratio of circularly polarized light contained in the total light emitted by the components, has not been made till now.

2. My observations with ROWLAND's grating are consistent with the opinion that the radiation of the components of the doublet is accompanied by a rather high percentage of ordinary light.

The brightness of grating spectra is only small compared with the intensity of the original, incident light. The amount of ordinary light contained in the total radiation of the doublet easily could remain below the limiting value necessary for perception, and notwithstanding its intensity

compared with that of the spectral line be by no means small.

In order to decide experimentally between the two possibilities, I have made some experiments on the completeness of the circular polarization.

As regards intensity of light MICHELSON'S echelon spectroscope certainly surpasses all other spectroscopes of high resolving power. It therefore was the most suitable instrument for the projected experiments and satisfied a first condition I had to attend to.

A second condition to be satisfied for the projected experiments is that the source of light be as intense as possible.

I therefore for the present only investigated the spectra of sodium, mercury and thallium, which can be obtained with great intensity. These few elements moreover have the advantage of exhibiting several different types of magnetic separations.

The methods used for the investigation of the circularly polarized light are given in §§ 3—5. Particulars concerning the sources of light are contained in § 6. The observations and conclusions concerning the chief subject of this paper form the end of this communication §§ 7—13.

### 3. *Verification of the circular analysers.*

In order to investigate the circularly polarized light of the components it is simplest to use either quarter-wave plates or FRESNEL'S rhomb.

The last contrivance has the advantage of suiting simultaneously the necessary conditions for a large part of the spectrum. The quarter-wave plates, however, can be selected only for a very limited part of the spectrum. They can easily be adjusted for the purpose in view rather by splitting mica sheets.

The interference colour exhibited, when the plate is placed between crossed nicols, in parallel light, gives a measure of the retardation produced.

As the estimation of this colour is, however, always a matter of some difficulty and if a somewhat great accuracy is desired, it is a much better plan to analyse the light leaving the second nicol with the aid of a spectroscope. The results become more accurate, if one combines a moderately thin plate of double refracting crystal with the mica sheet. The simple theory of the dark bands, now visible in the spectrum, is well known and needs not to be given here. Since the time of FIZEAU and FOUCAULT many physicists have used them for the measurement of phase differences.<sup>1)</sup>

A plate of quartz, cut parallel to the optical axis, and of about 2 m.m. thickness, gives 18 bands between the red and violet hydrogen lines.

These bands are most distinct, if the principal

---

<sup>1)</sup> See f. i. CORNU in the paper cited sub 3.

sections of the nicols and the mica be inclined at an angle of  $45^\circ$ .

If the mica and the quartz plate be superposed in such a manner, that the principal sections correspond, a displacement of the bands in a certain sense, e.g. towards the red is observed.

If then the mica be rotated through  $90^\circ$  the displacement is towards the violet.

The amount of the total displacement observed, by the interchange of the two positions of the mica, is easily measured. The ratio of half this displacement and the distance of two succeeding bands gives the difference of phase produced by the mica for the region of the spectrum under consideration.

KÖNIG <sup>1)</sup> and CORNU <sup>2)</sup> suggested the use of a double quarter-wave plate with horizontal boundary line for the easier observation of the longitudinal magnetic effect.

I myself often make use of mica plates of the same kind but divided into three fields, as indicated in the figure. The principal sections of the fields are indicated by the arrows.

Such a three-fold plate is made nearly as easily by the experimenter as a double one, whereas for measurements its use allows of a somewhat

<sup>1)</sup> W. KÖNIG, Wied. Ann. 63 S. 268. 1897.

<sup>2)</sup> A. CORNU, C. R. 125 p. 555. Octobre 1897, Eclairage Electrique 13 p. 246. 1897.

higher accuracy by reason of the symmetry of the field of view.

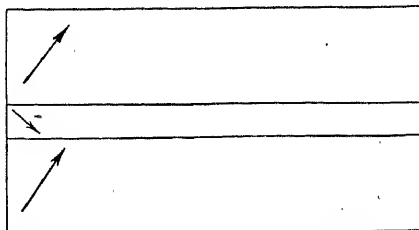


Fig. 1.

Using either these double or three-fold mica plates one immediately gets the total displacement of the bands, if a quartz plate be superposed and the combination placed between crossed nicols. An image of the horizontal lines of separation is projected by means of an *achromatic* lens upon the slit of a spectroscope.

In fig. 1 of Plate IX a photograph taken with a three-fold micaplate is given. The relative retardation produced by the mica is a quarter of a wave-length, if the distance of two bands in the outer fields is just halved by one in the middle field.

A comparison spectrum from  $\lambda = 6563$  (H) to  $\lambda = 4078$  (Hg) is taken simultaneously. How largely the phase-difference in the mica depends upon the wavelength is very clearly shown.

4. FRESNEL'S rhomb gives, as is well known, circularly polarized light after two total reflexions of light polarized at an azimuth of  $45^\circ$ .

6583 H  
 $\left\{ \begin{array}{l} 5794 \\ 5770 \end{array} \right\} \text{Hg}$   
5461 Hg  
4861 H  
4359 Hg  
4078 Hg

Fig. 1.

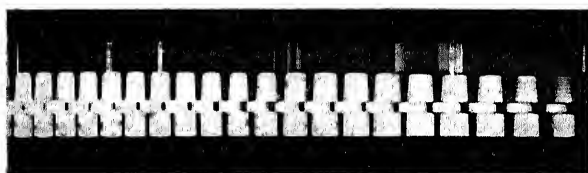


Fig. 2.

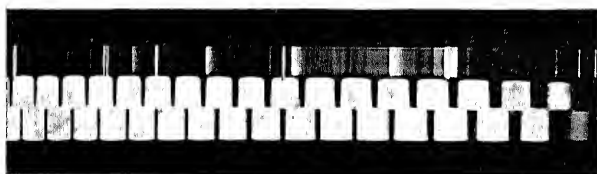


Fig. 3.



This arrangement, if perfect, has the advantage of giving circularly polarized light for all colours of the whole visible spectrum. I examined as to how far the rhomb at my disposition satisfied the requirements imposed by the object I had in view.

The chief purpose of my investigation requires a rather close approach to the ideal condition. For this reason and also because, as far as I know, FRESNEL's beautiful invention was never investigated by the method of interference bands, I may be allowed to give a more extensive treatment of the results than I otherwise would have contemplated.

In order to obtain also with FRESNEL's rhomb two fields in which the bands are shifted in opposite directions, the rhomb is to be combined with a double plate. I used a double-plate<sup>1)</sup> made of a plate of quartz, 1.7 m.m. thick, and cut parallel to the axis. This plate is cut in two halves by a line making angles of  $45^\circ$  with the principal section; one half is then rotated round an axis perpendicular to the line of separation, through  $180^\circ$ .

Fig. 2, Pl. IX, was obtained by means of this doubleplate and a rhomb, many years old and belonging to the collection of the Amsterdam laboratory. The deviation from an ideal apparatus is very apparent on inspection of the photograph.

---

<sup>1)</sup> Cf. CORNU l. c.

Measurement shows that the bands are shifted from the position they should occupy with an accurate quarter-wave apparatus, by an amount, which in the red is nearly 11 % of the distance of two succeeding bands. In the green and violet this amount becomes 9 resp. 10.5 %.

5. Much smaller deviations gives a recently obtained rhomb, as is readily seen by comparison of the photographs 2 and 3 of Pl. IX.

A somewhat higher accuracy was still obtained by interchanging the prism of the spectroscope used by a more dispersive one. It now, however, became impossible to photograph the whole spectrum at one operation. Fig. 4 and Fig. 5 (Pl. X) have been obtained with the old FRESNEL-rhomb and the higher dispersion. With the last dispersion and the new rhomb one can without measurements scarcely decide upon the sense of the error in the relative position of the two band systems (see Fig. 6 and Fig. 7). The deviation of a band in one field, from the centre of two bands in the other, never exceeds 3.2 % of the distance of the bands. (The deviations are 1.7, 2.6 and 3.2 % for the red, green and violet).

Let the deviation, defined in this manner, be  $p$  percent, then the corresponding error of the phase becomes  $\frac{p}{200} \times 360^\circ = 1.8p$  degrees. For the green  $p$  is about 3 %, hence  $5^\circ.4$ . An error of this amount in the phase difference of  $90^\circ$ , which exists between the two linear components into which circularly



Hg 4350



Hg 5401



Fig. 5.

Fig. 7.

Hg 4801



Hg 5461

Hg { 5770  
5791 } >

H 6563



Fig. 4.

Fig. 6.



polarized light can be resolved, may easily be shown to have no influence in the case of the measurements of intensity described in § 7.

Let completely circularly polarized light be incident upon the rhomb, then the light after reflexion by the rhomb, giving a retardation of  $90^\circ$  diminished or increased with a small angle  $\delta$ , may be represented by:

$$\left. \begin{aligned} x &= a \cos nt \\ y &= a \cos (nt + \delta) \end{aligned} \right\}.$$

Hence

$$x^2 - 2xy \cos \delta + y^2 = a^2 \sin^2 \delta.$$

The principal axes of this ellipse become:  $\frac{1}{2} a \sqrt{2} \sin \delta$  and  $a \sqrt{2}$ , hence their ratio  $\frac{1}{2} \sin \delta$ .

When  $\delta = 6^\circ$ , then  $\frac{1}{2} \sin \delta = 0.0522$ .

The intensity of the light leaving a nicol with its plane of vibration perpendicular to the major axis of the ellipse, becomes  $(0.0522)^2 = 0.0027$ .

As the minimum intensity, which under the circumstances of our observations may be recognized, will appear to be of the order 0.01, even an error twice or three times the one now accepted for FRESNEL's rhomb, cannot disturb our results.

6. *Sources of light.* Vacuum tubes charged with mercury, thallium or sodium, and heated to the required temperatures, were used as sources of light. The tubes were excited by means of an induction coil with high-speed interruptor.

In order to render the luminosity of the tubes

as high as possible, the current in the coil was gradually increased to the maximum just possible without impairing the narrowness of the spectral lines.

In the case of sodium the troublesome separate heating of the tube was eliminated by following a somewhat modified procedure. Mercury tubes require only a preliminary heating, the current once started being sufficient to supply the necessary heat. It was tried to mix up some fine powder of previously heated chloride of sodium with the mercury. The tube now exhibited, besides the mercury lines, the sodium lines with extremely great intensity. Often only some parts of the capillary are radiating; the most suitable part is then selected. In the experiments with sodium the coil was actuated by an alternate current, a maximum of 12 amp. being possible before the widening of the sodium lines considerably interfered with the work.

7. *Arrangement of the experiments.* A few words will suffice to describe the disposition of the experiments.

A DU BOIS-electromagnet with one perforated polar piece was used. The light emitted parallel to the field and made parallel by means of an achromatic lens, traversed FRESNEL's rhomb, then a second achromatic lens, which forms an image on the slit of the auxiliary spectroscope.

This preliminary analysis enables us to select a definite spectral line for further investigation by

means of the echelon spectroscope, a more detailed description of which I gave on a former occasion <sup>1</sup>). Between the second lens and the slit of the auxiliary spectroscope a NICOL's prism was introduced, mounted upon a divided circle, which gave the rotation of the nicol in degrees.

The front plane of the rhomb was placed accurately perpendicular to the beam.

The plane of incidence of the FRESNEL rhomb was made vertical in most experiments. In a few observations it was set at an azimuth of  $45^\circ$  with the horizontal plane.

In the first case the emergent linear vibrations are at an angle of  $45^\circ$  with a vertical line; in the second case they are either horizontal or vertical.

The method of procedure is very simple. The nearly ideal FRESNEL rhomb transforms light of completely circularly polarized doublets into two perpendicular, linear vibrations. By means of a nicol either the one or the other of the lines can be completely quenched, *provided there is no trace of ordinary light in the double lines.*

The observations with the lines investigated, indeed show that such must be the case. The value of the result depends upon the sensitivity of the method.

The observations consisted in finding the two positions, on either side of the position of extinction,

---

<sup>1</sup>) ZEEMAN. Amsterdam Proceedings Nov. 30, 1901, p. 247; c.f. this collection paper VII.

at which the light was just recognizable with certainty.

If  $\alpha$  be the angle the nicol is then rotated from the zero position,  $I \sin^2 \alpha$  represents the brightness of the emergent light,  $I$  being the intensity of the linear vibration.

We can be sure that the quantity of ordinary light, emitted by one of the components, must be below  $I \sin^2 \alpha$ .

8. *Results.* The observations consist in determining the value of  $\alpha$  for the different spectral lines. I will arrange the results according to the different types of subdivisions, observed normally to the field.

*Triplet*, mercury,  $\lambda = 5791$ , doublet parallel to the field,  $\alpha = 7^\circ$   $\sin^2 \alpha = 0.0144$ . The observation is somewhat hindered by satellites of the principal lines.

*Triplet*,  $\lambda = 5771$ , doublet in direction of field.

In extremely strong fields every component is resolved into three lines. This strength of field was not reached.

$$\alpha = 5^\circ \qquad \sin^2 \alpha = 0.0076.$$

*Quartet*, sodium,  $\lambda = 5896$ , doublet in direction of field.

$$\alpha = 5^\circ \qquad \sin^2 \alpha = 0.0076.$$

*Sextet*, sodium,  $\lambda = 5890$ , quartet in direction of field.

$$\alpha = 6^\circ \qquad \sin^2 \alpha = 0.0108.$$

*Nonet*, mercury,  $\lambda = 5461$ , strong green mercury line, sextet in direction of field.

$$\alpha = 5^\circ \qquad \sin^2 \alpha = 0.0076.$$

*Sextet*, thallium,  $\lambda = 5351$ , quartet in direction of field.

$$\alpha = 8^\circ \qquad \sin^2 \alpha = 0.0196.$$

Probably a lower limit can be obtained, when a more satisfactory thallium tube is made use of.

9. *Influence of reflections from the walls of the vacuum tube.*

In the course of the investigation different mercury tubes were used. With one of these I had the opportunity of repeating an observation, made on a former occasion<sup>1)</sup>, under very less favourable circumstances. I will give some details for a case of simple magnetic separation.

The yellow mercury lines split into two components, if the light is examined parallel to the field. Observing in the latter direction and while using a new tube I was astonished to see the yellow mercury lines divided into *triplets*, the three components being of equal intensity. The plane of incidence of the rhomb was under this observation vertical. The intensity of the central line of the triplet was a maximum when the plane of vibration of the nicol was horizontal, being zero when it was vertical. The central line apparently is linearly

---

<sup>1)</sup> ZEEMAN, Amsterdam Proceedings 29 Febr. 1908, p. 573; c.f. this collection paper XII, p. 218.

LOHMANN, Diss. Halle S. 62, 1907.

polarized. It is easily seen by means of a figure that this central line may be due to light, emitted nearly at right angles to the direction of the field, and, after being reflected once or twice from the inner surface of the capillary, emerging in the direction of the axis of the electromagnet.

Apparently in the direction of the axis a doublet, circularly polarized, is seen superposed upon a triplet with linear polarization. In the specified position of the FRESNEL rhomb, at an azimuth of  $45^\circ$  of the nicol one of the components of the doublet, after a rotation of  $135^\circ$  the other component must vanish; then, however, the vertical component of the reflected triplet still must remain visible, its intensity being halved, because the principal section of the nicol makes in the case now considered an angle of  $45^\circ$  with the vertical line. The outer components of the yellow mercury triplets only have about one half of the intensity of the central component, hence, if expressed in the intensity of the latter only  $\frac{1}{4}$  remains for the vertical vibrations. Observations wholly confirms this.

If the FRESNEL rhomb be brought into such a position that the plane of incidence makes an angle of  $45^\circ$  with the horizontal plane, the central component must be expected to exhibit circular polarization.

This also was confirmed by observation, as other conclusions to be drawn in the case now under review.



I may be permitted to mention that the central component in the case of the mercury line 5790 has an asymmetrical position; symmetrical, however, in the case of 5771. This appearance corresponds exactly to what is observed in a direction normal to the lines of force <sup>1</sup>).

The described phenomena in so far as they are due to the reflected light, ordinarily are only just recognizable, the intensity of the light being rather small. The capillary used in the last mentioned observations was of wide bore. With fine capillaries the intensities of the reflected components are considerably weakened.

The diameter of the luminous filament, which emits the most intense light, and which is visible while the vacuum tube is subjected to magnetic forces, probably has as much influence as the width of the capillary in determining the intensity of the reflection phenomena under consideration. The results of § 8 have been obtained with tubes exhibiting only slight perturbations due to reflected light.

10. The middle component in one or two of the experiments appeared to exhibit only *nearly* plane polarization. The reason of the very small ellipticity of the reflected light might perhaps be due to the elliptic polarization, which VOIGT predicted, in the case light is emitted in a direction inclined to the lines of force.

---

<sup>1</sup>) ZEEMAN, Amsterdam Proceedings 30 Nov. 1907, p. 351; c.f. this collection paper XII, p. 185.

Such obliquely emitted light undoubtedly contributes to intensifying the observed central line.

A somewhat faulty position, however, of FRESNEL's rhomb also may be responsible for a slight ellipticity of the polarization. New experiments of course are wanted before the predicted elliptic polarization can be considered as proved by experiment. In my present observations only a very first trace of the effect may perhaps be operative.

11. Before leaving the subject of reflections in the tube, one point may be considered somewhat more in detail. It is possible that the circularly polarized light of the components of the doublet, *reflected* back in the original direction may disturb the purity of the observed effect?

*The same* electron, which emits right-handed circularly polarized light in the direction of the lines of force, which, let us assume, proceed to us, in the opposite direction sends left-handed circularly polarized light of the same period. By reflection, however, the sense of the circular polarization is reversed, hence the direct as well as the reflected beams enter the eye right-handed circularly polarized. The only effect is an increasing of the intensity of the doublet components. It is easily shown that also multiple reflections from those parts of the wall of the capillary, which are normal to the field, will only modify the intensity.

12. *Experiments with absorption lines.* I have

made also some experiments on the sensitiveness of the inverse effect, a sodium flame placed between the perforated poles of a large DU BOIS-electromagnet being traversed by the white light of an arc-lamp. A large concave ROWLAND grating was made use of for the analysis of the light. The ROWLAND grating can be used for the study of the inverse magnetic effect, because the brightness of the arc-lamp more than compensates the feeble reflection by the grating.

A double quarter-wave plate and a nicol are traversed by the beam. By means of the mounted nicol the right-handed circularly polarized component in one part of the field, the left-handed in the other can be made absolutely black. The corresponding position of the nicol we call the zero-position. In this position not the slightest trace of absorption can be seen at the places of the other components, which only appear after a considerable rotation of the nicol. The positions of the nicol, on either side of the zero-position, were found at which the earliest recognition of the absorption lines was possible. The first trace of the lines only became visible after a rotation of  $20^\circ$  from the zero. Hence, we conclude, that the absorption must already be considerable before being perceptible and that ordinary light in the components of the doublet can be recognized more readily by observations on the direct effect.

13. *Conclusions.* I think I have proved by the experiments described:

(1) that we must accept, till the contrary has been proved, that in the case of *line* spectra the displaced <sup>1)</sup> components of magnetically subdivided lines, emit parallel to the lines of force completely circularly polarized light,

(2) that the amount of ordinary light which might be emitted simultaneously with the circularly polarized light, is in the case of several spectral lines less than 1 % of the total intensity of the spectral line.

As the intensity of light of the apparatus used (ROWLAND's grating, then MICHELSON's echelon) has increased, so the percentage of ordinary light, possibly present, has decreased.

We must conclude, that the orbits of the equivalent electrons, in planes normal to the magnetic force, are with great approximation circles. Elliptic orbits, fortuitously distributed in planes normal to the field, need not be conjectured for the representation of the phenomena.

Rather closely connected with the subject of this

---

<sup>1)</sup> I expressly speak of *displaced* components in order to except a component which has the same position as the unmodified line. The groups of oppositely circularly polarized components then have a central line in common, which must be unpolarized. The quintets  $\lambda = 3788.01$  and  $\lambda = 3743.45$  of the iron spectrum, investigated by H. BECQUEREL and DESLANDRES and lately measured by Mrs. VAN BILDERBEEK in the Amsterdam laboratory, provide examples of the type. [Note added to the english translation].

per, are the latest investigations of JEAN BECQUEREL<sup>1)</sup> and A. DUFOUR<sup>2)</sup>. DUFOUR obtained various new results concerning the banded emission spectra of the alkaline-earth fluorides and chlorides rotating in a magnetic field and in some cases observed incomplete circular polarization. Several absorption bands of xenotime and tysonite according to J. BECQUEREL<sup>\*)</sup> also exhibited incomplete circular polarization in a longitudinal magnetic field. He showed, however, lately<sup>3)</sup> that in the case of these crystals there is no real incomplete polarization, but that under the action of the magnetic field besides the principal components, others of slightly different wavelength, come into existence, which exhibit a polarization opposite to that of the principal lines.

This paper was first published in: *Zittingsverslagen der Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam*, October 30<sup>th</sup> 1909, Vol. XVIII pp. 317—328. A translation, which has been printed here, appeared in: *Proceedings Royal Academy of Sciences at Amsterdam*, Vol. XII pp. 345—356. It has been published also: *Archives Néerlandaises* (2) 15, pp. 179—191; *Physikalische Zeitschrift*, Vol. II (1910) pp. 1—7. p. 259. The edition in: *Archives Néerlandaises* also mentions in this connexion the work of H. DU BOIS and G. ELIAS, *ibid.* Néerl. (2) 14, p. 87.

JEAN BECQUEREL. C. R. T. 145, p. 413. 1907.

A. DUFOUR. C. R. T. 146, p. 118 et p. 229. 1908. *Journal de Physique* Avril 1909.

JEAN BECQUEREL. *Amsterdam Proc.* p. 146. June 1909. Contribution à la connaissance du phénomène de ZEEMAN dans les cristaux. See also supplement No. 20. *Leyden Communications*.

## XV. THE MAGNETIC SEPARATION OF ABSORPTION LINES IN CONNEXION WITH SUN-SPOT SPECTRA

AS a consequence of the intimate connexion between emission and absorption, there exists, closely corresponding to the magnetic separation of emission lines, a magnetic division of absorption lines. The dark lines which appear in a continuous spectrum, if a beam of white light traverses an absorbing flame, are divided and polarized under the influence of magnetic forces in exactly the same way as the emission lines. This correspondence between emission and absorption was shown to exist in some of the earliest experiments on the subject by one of the present authors. Our knowledge of emission spectra under magnetic influence has since been extended considerably. The experimental study of the inverse effect, i. e., the magnetic division of absorption lines has, however, advanced less.

After the first experiments of the first-named of the authors of this paper, the change of absorption lines in a magnetic field was studied by KÖNIG <sup>1)</sup> and COTTON <sup>2)</sup>; RIGHI <sup>3)</sup> made an elaborate study of the subject, to which we have to return later on. It contains the only investigation of the

---

<sup>1)</sup> KÖNIG. Ann. d. Phys. Bd. 62. 240. 1897.

<sup>2)</sup> COTTON. Eclairage Electrique. 5 et 26 mars. 1898.

<sup>3)</sup> RIGHI. Sul fenomeno di ZEEMAN nel caso generale d'un raggio luminosa comunque inclinato sulla direzione della forza magnetica. Mem. di. Bologna, 17 Dicembre 1899.

magnetic effect in a direction inclined to the lines of force. Closely connected with our subject are finally some observations by LODGE and DAVIES <sup>1)</sup> on the influence of a magnetic field on flames emitting "reversed" lines.

The consideration of the inverse effect forms the basis of VOIGT's magneto-optical theories <sup>2)</sup>; and it is considered also by LORENTZ <sup>3)</sup> in his investigation of the magnetic separation in a direction inclined to the line of force.

Theory indicates different points, which may be tested by experiment. The inverse effect has become of supreme interest in solar physics, since HALE's <sup>4)</sup> discovery that the dark lines of the sun-spot spectrum exhibit the characteristic phenomena of magnetic separation.

The experiments we intend to describe in the present communication relate to the division of the sodium lines  $D_1$  and  $D_2$ . Some of our results may already be found in the work of the authors cited, but in order to present the subject in a connected form it seemed necessary not to exclude these.

The facts now ascertained in combination with former results appear to be of some value in explain-

---

<sup>1)</sup> LODGE and DAVIES. Proc. R. Soc. 61, 413. 1897.

<sup>2)</sup> W. VOIGT. Magneto- und Elektrooptik. Chapter IV and the papers there cited.

<sup>3)</sup> H. A. LORENTZ. Amsterdam Proceedings, Vol. XII, p. 321, 1909.

<sup>4)</sup> G. E. HALE. On the probable existence of a magnetic field in sun-spots. Contributions from the Mount Wilson Solar Observatory Nr. 30. 1908.

ing peculiarities observed in sun-spot spectra. Some instances will be given later on.

2. Type and relative amount of the magnetic division of the sodium emission lines,  $D_1$  and  $D_2$ , are given in Fig. 1.

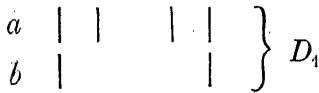
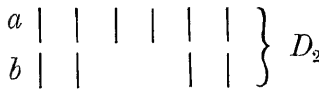


Fig 1.

$a$  represents the observations when the line of sight is at right angles to the magnetic field,  $b$  when it is parallel to the field.

In a weak magnetic field  $D_2$  exhibits the triplet type at right angles to the field; the doublet type, if the light is examined parallel to the lines of force.  $D_1$  seems to exhibit a doublet in both principal directions.

The FRAUNHOFER lines in the spectra of sun-spots investigated by HALE are either broadened, or changed to doublets (often incompletely resolved quartets), or to triplets. The resolutions exhibited by sodium vapour are therefore the very types of special importance to astrophysics; this and also the facility of producing sodium vapour in the magnetic field induced us to commence our experiments with this substance.

3. The explanation of the inverse effect is easily understood by means of the well-known law of resonance. If there are in a flame under the influence of a magnetic field three periods of free vibrations, then we may expect that from incident white light,



vibrations of just these three periods will be taken away. The absorption is a selective one, with the peculiarity that the selection refers not only to the period but also to the direction of vibration. Consider for example the central component of a triplet which in the emission spectrum is due to vibrations parallel to the field. From incident white light, only vibrations corresponding as to period, as well as to direction of vibration with the middle component, are absorbed. Vibrations perpendicular to the field, though of the period of the unmodified line, pass unimpeded.

On the contrary, white light of periods coinciding with those of the outer components is deprived of its vertical constituents only.

It will be clear from these very simple considerations what we may expect to observe with white light under the conditions of the experiment. The arrangement was the following: White light of the incandescent positive pole of an arc-lamp traverses a sodium flame, placed between the poles of a DU BOIS-electromagnet. This light is analysed by means of a stigmatic spectroscope having a large ROWLAND grating. The observations are made in the first order.

If the observation is made at right angles to the lines of force, we see in the continuous spectrum 4 dark components in the case of  $D_1$ , 6 dark components in the case of  $D_2$ , as represented for both lines under  $a$  in the diagrammatical Fig. 1.

In order to observe all these components the field must be strong and the vapour-density adapted to the field.

The groups of lines indicated by  $b$  are seen, if the light is examined axially.

All these components, if narrow, are seen only diffuse and not black. From the considerations above given the reason will be clear at once; each of the components absorbs only *half* the incident natural light. With very diluted vapour no absorption at all or only very weak traces of absorption are seen.

4. The introduction of a nicol in the beam, before or after the field, entirely changes the phenomenon. The absorption lines can then be seen very narrow and black.

Let the observation be made at right angles to the horizontal field, then, if the nicol is placed with its plane of vibration vertical,  $D_1$  exhibits its two,  $D_2$  its four outer components.

After a rotation of the nicol through  $90^\circ$  both  $D_1$  and  $D_2$  give only the two horizontally vibrating components.

Let a beam of natural white light traverse axially the magnetized vapour placed between the perforated poles of an electromagnet. Then by means of a quarter-wave plate and a nicol we may quench either the right-handed or the left-handed circularly polarized component.

A combination of a quarter-wave plate and a

nicol, converting incident light into right-handed circularly polarized light, may be called a right-handed circular analyser. The absorption line corresponding to a right-handed circularly polarized component is seen with both increased clearness and darkness by examining it with a right-handed circular analyser.

We introduce this simple matter here because there has been occasionally some confusion on this subject.

5. The behaviour of horizontal and vertical vibrations may be studied simultaneously by using a calc-spar rhomb according to the suggestion of CORNU and KÖNIG. By means of it we can obtain two oppositely polarized images of a horizontal slit of suitable width, placed near the magnetic field.

Right-handed and left-handed circular vibrations can be separated on the same plan by the introduction of a FRESNEL rhomb between the calc-spar and the slit of the spectroscope.

It is, however, of considerable interest to examine also the behaviour of the lines in natural light. A separate examination after the removal of the polarizers might be made. The vapour density ought to be the same in both experiments. It seems difficult to realise this in practice.

The desired end is secured more simply and surely, and with only half the labour, by adopting the width of the horizontal slit and the thickness of the calc-spar in such a manner that the two images

given by the calc-spar partially overlap. We now obtain three strips; the central one exhibits the phenomena as seen without polarizing apparatus. (See Fig. 2).

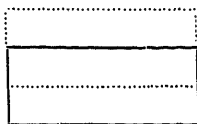


Fig. 2.

The upper and lower strips show the influence of polarized light on the phenomenon.

The observations given in this communication have been made by the method described. By its use all particulars of the phenomenon are simultaneously exhibited; we also succeeded in photographing the essential points. Examples of our photographs are given on the accompanying plates.

6. If the absorption lines are not narrow or if the magnetic field is weak, the components of a magnetically divided line will partially overlap. This partial superposition is the cause of some peculiarities, especially manifest in the inverse effect and probably also apparent in sunspot spectra.

The nature of these peculiarities may be illustrated by a few examples. We will consider the case of the magnetic triplet and the magnetic doublet.

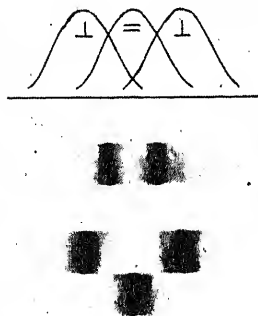


Fig. 3.

In Fig. 3 the curves show the distribution of intensity of the three components

of a triplet, if the light is examined at right angles to the lines of force. If natural light traverses a source of light placed in a magnetic field, two black bands are seen, corresponding to the wavelength, for which vertical as well as horizontal vibrations are absorbed.

These black bands are surrounded by less dark parts, which absorb only one of the principal vibrations, the other proceeding unimpeded (cf. §§ 3 and 4).

If a nicol with its plane of vibration vertical, is now introduced, two black bands are again seen. The darkest part of these components corresponds to the maximum of the curves relating to vertical vibrations.

As a general rule the distance of the components exceeds that of the lines first considered.

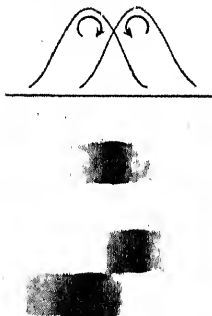


Fig. 4.

7. Parallel to the lines of force a partial, not too small, overlapping of the components produces a black line limited by two less dark parts. This case is illustrated diagrammatically in Fig. 4.

The two components may be separated by a circular analyser.

These considerations may be applied to the magnetic division in sun-spot spectra; as a general rule we may expect that the separation of lines in

spot spectra becomes more distinct and of larger amount by the use of analysers.

The introduction of a nicol in the beam may also reveal lines invisible without analyser.

Several peculiarities observed in the distribution of intensity in spot lines, remind one of the superposition phenomena now specified<sup>1)</sup>; cf. § 19 below.

8. Superposition effects of nearly, though not exactly, the same nature occur if lines with the same direction of vibration are superposed and if the continuous source of light emits unpolarised light. In the more complicated divisions the superposition now specified occurs also. It is just possible that the superposition of the outer components of the sextet, type  $D_2$ , produces only dark, that of the inner and the next outer components, black lines in the continuous spectrum.

It is easily seen that also in the case of the quartet, type  $D_1$ , black lines may be produced. The darkest parts may be seen somewhat nearer to the middle of the complete figure than the outer components of the quartet.

It seems unnecessary to illustrate this by figures. Examples of the actions specified will be given presently.

---

<sup>1)</sup> A figure equivalent to the one now given concerning the influence of superposition of magnetically divided components was already drawn for *emission* lines in ZEEMAN. Doublets and Triplets in the Spectrum produced by external magnetic forces. Phil. Mag. July 1897 § 6 (c.f. this collection paper II).

9. Our observations and spectrograms also relate to the two principal directions (parallel and at right angles to the lines of force), and to directions inclined to the field.

In the present, first, communication, observations are discussed, relating to 5 different angles between the field and the direction of propagation of the beam (VOIGT's  $\phi$ , LORENTZ's  $\vartheta$ ).

These values are:  $90^\circ$ ,  $0^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $36^\circ$ — $39^\circ$ .

The results of the work relating to these angles have been recorded on nearly 100 spectrograms.

10. *Observations perpendicular to the field.* In the upper of the three strips which are present in the field of view (see § 5), the light vibrates vertically; in the lower one, horizontally, whereas the middle part relates to natural light.

Under the influence of the magnetic field we therefore see the vertically vibrating components as narrow black lines. The quartet of the  $D_1$  line, the sextet of the  $D_2$  line may be seen very clearly by this method. A small disturbance is produced by the narrow reversed lines due to the electric arc light. The intensity of these lines depends upon somewhat variable circumstances of the arc itself. In some cases these lines are almost invisible, in other cases more prominent. They are to be seen on some of our reproductions; with our present subject they have nothing to do.

As regards the central strip we refer to the remark previously made, that the image of the

separation must become rather indefinite and weak (§ 3) because the absorption is only partial.

The partial superposition of components gives, at least in the case of diluted vapour, the most, conspicuous lines (§§ 6 and 7).

In the case of the quartet, for example, one sometimes sees, instead of four, only two components, situated between the inner and outer ones.

We made experiments with different vapour densities. The observed phenomena may be classified under three phases:

(1). The vapour is *very dilute*. The components are clearly visible in the upper and lower strips. In the central strip the absorption is either hardly perceptible (Plate XI, Fig. 1) or the components of the quartet and the sextet are seen as separate, but weak lines (Plate XI, Fig. 2).

In this phase of the phenomenon the great difference of definiteness of the central and outer regions is very remarkable. This contrast is still more marked with eye observation.

In order to obtain good photographs, it was necessary to increase the density of the vapour above the one required for the observation of the very first trace of absorption.

(2). Vapour of *intermediate* density.

The components in the upper and lower strips are now no more separately visible, or only in the case of the quartet. In the central stripe a superposition of the kind mentioned in § 6 takes place.



In place of the quartet an apparent doublet is seen, the components of which are situated between the outer and inner components of the quartet. This case is very clearly represented in Plate XI, Fig. 3.

The phenomena exhibited by the sextet ( $D_2$  line) become rather complicated.

The superposition phenomenon is often very distinct. The  $D_2$  line on Plate XI, Fig. 3 shows the appearance sufficiently.

(3). With still *denser* vapour, the components become very broad and the magnetic change hardly visible. The *polarisation of the edges* of the broad line may be recognized. This phase is represented in Plate XI, Fig. 4. It corresponds to the emission effect as it was first discovered: a slight change of broad lines in a weak field.

With still greater absorption the influence of the field becomes imperceptible.

All these phases appear with great regularity. If the intensity of the field is known, it seems possible, the resolving power of the spectroscope being given, to deduce the density of the vapour from the nature of the observed phenomena.

The phenomena of magnetic division hitherto observed in sun-spots appear to fall under the second and third phases above mentioned. From measurements of spot lines, compared with laboratory experiments, HALE deduces a maximum intensity of the spot field of 4500 gauss. Hence, one would be inclined to think that the density in the layers,

which bring about the absorption in the sun-spot spectrum can only be small. Moreover, the non-uniformity of the field of sun-spots produces by itself a widening of the components. Light from a limited portion of the spot would give perhaps very narrow spectral lines. In view, however, of the critical remarks of KAYSER<sup>1)</sup> concerning our knowledge of the influence of pressure and of temperature on spectra, all such considerations must be put forward with great diffidence.

11. *Observations parallel to the lines of force.*  
In the present experiments the absorbing vapour subjected to magnetic forces is placed between perforated poles.

After putting on the current, one sees in the continuous spectrum, 2 dark bands in the case of  $D_1$ , 4 in the case of  $D_2$ , according to the diagrammatical Fig. 1. The absorption is incomplete also now, because for some wave-lengths only the right-handed circularly polarized light is absorbed and the reverse. In order to observe the separation and the polarization a FRESNEL rhomb is placed with its principal plane at an azimuth of  $45^\circ$  with the horizon, a horizontal slit being placed in one of the perforated poles. The FRESNEL rhomb converts circularly polarized into plane-polarized light. By means of a calc-spar rhomb three strips

---

<sup>1)</sup> KAYSER. Handbuch. Kapitel V. Bd. II.

are now also obtained. The first phase (very dilute vapour) is represented in Plate XI, Fig. 5.

Vapour of intermediate density (second phase) exhibits the superposition phenomena mentioned in §§ 7 and 8, and diagrammatically illustrated by Fig. 4. In the central strip *one* line, at the position of the unmodified one, surrounded by feebly absorbing regions, is seen. Plate I, Fig. 6 shows these lines for the doublet and the quartet; especially with  $D_2$  the effect is very marked.

12. *Observations in directions inclined to the field.* According to LORENTZ's elementary theory of magnetic division one generally observes in a direction oblique to the lines of force by an angle  $\vartheta$  a triplet with elliptically polarized outer components <sup>1)</sup>.

The ellipse, which characterizes the state of polarization of the components with period  $T_0 + v$ , is the projection on the wave-front of the circle perpendicular to the field, in which the electron with period  $T_0 + v$  is moving.  $v$  is a small quantity. The direction of the motion of the moving electron also determines the motion in the ellipse. The ratio of the axes is as 1 to  $\cos \vartheta$ . For the other outer component with period  $T_0 - v$ , the same reasoning holds *mutatis mutandis*.

The central line with the unmodified period  $T_0$  always remains linearly polarized. The vibrations

---

<sup>1)</sup> Cf. RIGHI I. c.

of the middle component are in the plane determined by the ray and the line of force and the amplitude of the vibrations is proportional to  $\sin \vartheta$ .

If we put  $\vartheta = 0$ , i. e., in the case of the longitudinal effect, only circular motions remain.

All this applies to very narrow spectral lines in a strong field, the distance of the components being much greater than their width.

According to VOIGT and LORENTZ we must expect some interesting peculiarities if this restriction be discarded. We return to this point later on.

As a general rule the deductions from the elementary theory are verified. Also in the case of the quartet and the sextet the outer components become elliptically polarized, as has been observed already by RIGHT<sup>1)</sup>.

In contradiction with the elementary theory, though not strictly applicable to the case, is the very slight diminution of intensity of the middle components of the quartet even for  $\vartheta = 45^\circ$ .

13. *Observations* at  $\vartheta = 60^\circ$ . If the observation is made with a calc-spar rhomb, the image remains as with the transversal effect. Yet the presence of elliptic polarization ought to manifest itself by the appearance in the lowest strip of lines, corresponding to the outer components.

---

<sup>1)</sup> RIGHT's observations l. c. all refer to an angle of nearly  $55^\circ$ , the angle at which according to the elementary theory the three components of the triplet are of equal intensity.

With very dilute vapour and with that of intermediate density, practically no trace of it is seen.

Fig. 7, Plate XII shows the first phase with dilute vapour, Fig. 8 the second phase with denser vapour. Only traces of absorption, indicative of elliptic polarization can be seen near  $D_2$ , Fig. 8.

The ellipticity is, however, undoubtedly proved by means of the FRESNEL rhomb, placed with its principal plane at an azimuth of  $45^\circ$  with the horizon. Fig. 9 shows the appearance.

The outer components of the quartet toward the red or toward the violet, dependent upon the strip and the direction of the field, are now considerably weakened; in the case of the sextet they have vanished altogether. All this proves the elliptical polarization of the outer components. For, if the polarization were linear, as might be inferred from observations with the calc-spar alone, then the observation with calc-spar and rhomb combined, ought to show no difference between the highest and lowest strip. The light of all plane polarized components would issue circularly polarized from the rhomb, and, the calc-spar making no selection between right-handed and left-handed polarizations, the components toward red and toward violet would all be alike. Such a condition is disproved by photographs such as Fig. 9.

14. One point must be considered somewhat more in detail. What is the reason that the ellipticity is not shown by the calc-spar rhomb alone, whereas

its existence is most clearly demonstrated by means of the FRESNEL rhomb?

Let an elliptic vibration with vertical axis  $b$ , horizontal axis  $a$ , be incident upon the rhomb, the principal plane of which is at an azimuth of  $45^\circ$ .

It is easily proved that the elliptic vibration issuing from the FRESNEL rhomb has its axes in the same direction as the original motion and a ratio of the axes  $\frac{a_1}{b_1} = \frac{b-a}{b+a}$ , the original ratio being  $\frac{a}{b}$ .

If  $a$  be small in relation to  $b$  (an elongated ellipse), then the light issues from the FRESNEL as a more circular vibration, which is more easily analysed.

It depends upon the magnitude of  $a$ , whether  $\frac{a}{b}$  is *greater* or *less* than  $\frac{b-a}{b+a}$ .

We distinguish the following cases:

$$(1) \quad a \text{ very small, then } \frac{b-a}{b+a} > \frac{a}{b}.$$

$$(2) \quad a = 0,414 \ b, \text{ then } \frac{b-a}{b+a} = \frac{a}{b}.$$

$$(3) \quad a > 0,414 \ b, \text{ then } \frac{b-a}{b+a} < \frac{a}{b}.$$

We shall apply these results to the interpretation of our observations.

Two cases dependent upon the magnitude of  $a$  are of principal importance.

In the first case we can observe the effect of both the axes of the ellipse by means of the combination of the FRESNEL rhomb and the calcspars (*this is the*

case of the quartet) ( $D_1$ , Fig. 9), whereas without FRESNEL rhomb no effect of the small axis is visible. In the second case the effect of the small axis becomes apparent by the use of the calc-spar, whereas its existence cannot be demonstrated with the FRESNEL, the value of  $\frac{b-a}{b+a}$  being too small. *This case is represented by the sextet* ( $D_2$  Fig. 9).

If the observation is made by means of the calc-spar rhomb, we indeed see with dense vapour new components in the lowest strip (see Fig. 8,  $D_2$ ). The theoretical import of this result will be discussed on another occasion.

After introduction of the FRESNEL rhomb the component to the left of the central line (small axis of the ellipse) remains invisible. (Fig. 9,  $D_2$ , lower strip).

Hence we may conclude that at the angle now investigated, the ellipticity of the outer components of the sextet (the ratio  $\frac{a}{b}$ ) exceeds that of the quartet (and is also larger than 0,414).

15. *Observations at  $\vartheta = 45^\circ$ .* The photographs taken with the calc-spar alone show very clearly the ellipticity of the outer components.

With vapour of intermediate density the phenomenon is already very marked, especially in the case of  $D_2$  (Plate XII, Fig. 10). Very remarkable is the slight diminution of intensity of the inner components of the quartet. According to the ele-

mentary theory the intensity of the central component of *a triplet* ought to have diminished already to less than *half* the original value.

16. If a FRESNEL rhomb combined with a calc-spar rhomb is introduced in the beam, one of the components of the quartet also entirely disappears. At an angle of  $60^\circ$  this was only the case with the sextet. (Plate II, Fig. 11).

17. *Observations at  $\vartheta = 39^\circ$ .* The elliptic polarisation tested by means of the calc-spar rhomb is very marked, even with dilute vapour (Plate XII, Fig. 12, Plate XIII, Fig. 13).

The inner components of the quartet are now decidedly less intense than the outer ones.

Plate XIII, Fig. 13 especially shows the smaller intensity of the components of  $D_1$  in the lower strip. Indeed, they are unmistakably thinner than those in the upper strip.

18. According as the angle between the ray and the lines of force is diminished, the intensity of the field must diminish at the same time. In order to make it possible for the rays to traverse the field under smaller angles the vertex semi-angle of the cones must deviate more and more from the theoretical optimum of nearly  $55^\circ$ .

The decrease of the magnetic separation is clearly shown in our photographs.

We intend to communicate on another occasion experiments under smaller angles  $\vartheta$  and to enter upon some details concerning the case in which the com-



ponents of the triplet are not neatly separated. Some measurements of the ellipticity of the components will also be given. On the present occasion we intended to give only a general survey of the inverse effect, illustrating it by some particular cases.

19. *Types of separation in spot and laboratory.* In one direction we shall now enter upon some more details. The magnetic separation of lines in a *non-uniform* field has been treated on a former occasion <sup>1)</sup>. The results then obtained and our present observations may be of some interest in connexion with certain phenomena observed by HALE. We intend to return to this subject. It seems of interest to allude presently to MITCHELL's descriptions of the various types of spot lines as indicated in the diagram published in the Transactions of the International Solar Union <sup>2)</sup>.

Our Fig. 14, Plate XIII has been copied from MITCHELL's paper. The types 5, 6, 7 and 10 of the figure are very characteristic. Type 9 perhaps falls under the type of lines invisible without nicol mentioned in § 7 above. In Fig. 15 are represented some separations observed in the laboratory *without* nicol or other analyzer, 5', 6', 7' have been taken in non-uniform fields. 5' is the quartet of  $D_1$  observed

---

<sup>1)</sup> ZEEMAN. Amsterdam Proceedings, April 1906, November 1907; c.f. this collection paper XII chapters I and III.

<sup>2)</sup> Transactions Intern. Union Solar Research, p. 199 etc. 1908.

across the field; 6' the sextet of  $D_2$  observed axially in a non-uniform field, very strong in the central part; 7' also refers to  $D_2$  in a weaker field, the observation being made across the lines of force. The type 10' refers to the  $D_2$  line, when observed in a direction parallel to the field. The field is uniform. The separation gives an example of the superposition phenomenon mentioned in § 7.

The analogy of the type 10', Fig. 15 and the type of the "winged line" seems very remarkable. Of course observation of the state of polarization would be necessary in order to prove the analogy.

## 20. EXPLANATION OF PLATES XI—XIII.

The figures 1—13 are about thirteenfold enlargements of the images given by the grating of the absorption lines  $D_1$  and  $D_2$  in a magnetic field.

The upper and lower of the three strips of these figures relate to (oppositely) polarized light; in the central strip the phenomenon is represented as it is seen in natural light.

PLATE XI. Figs. 1, 2, 3, 4, observations perpendicular to lines of force with different vapour-density.

Figs. 5, 6, observations parallel to lines of force with different vapour-density.

PLATE XII. Figs. 7, 8, observation at  $\vartheta = 60^\circ$  calc-spar rhomb alone.

Fig. 9,  $\vartheta = 60^\circ$ , calc-spar combined with FRESNEL rhomb.

Figs. 10, 11,  $\vartheta = 45^\circ$ .

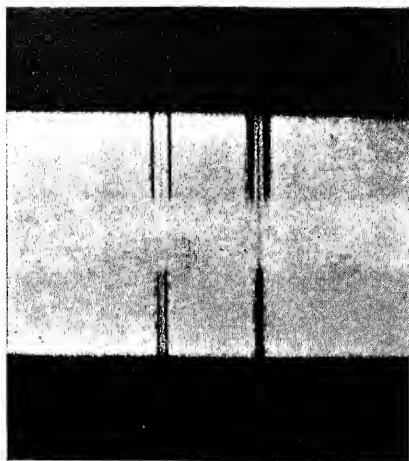
Fig. 12,  $\vartheta = 39^\circ$ .

PLATE XIII. Fig. 13,  $\vartheta = 39^\circ$ .

Fig. 14, types of sun-spot lines (adopted from MITCHELL).

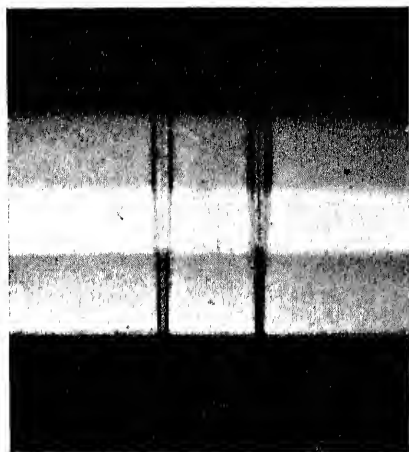
Figs. 15, 5', 6', 7', separations in non-uniform laboratory fields. 10' superposition phenomenon in § 7.

Fig. 1.



$D_1$   $D_2$ .

Fig. 2.



$D_1$   $D_2$ .

Fig. 5.

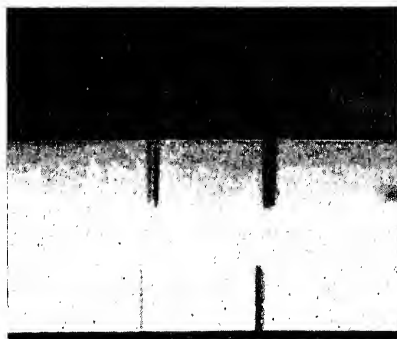
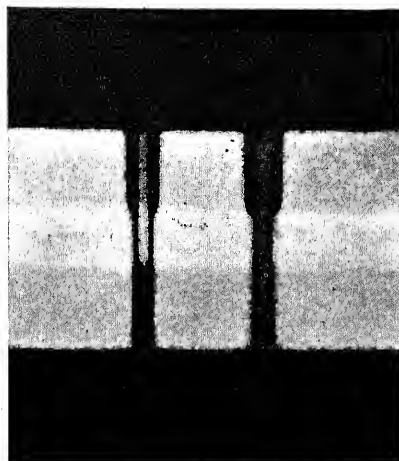
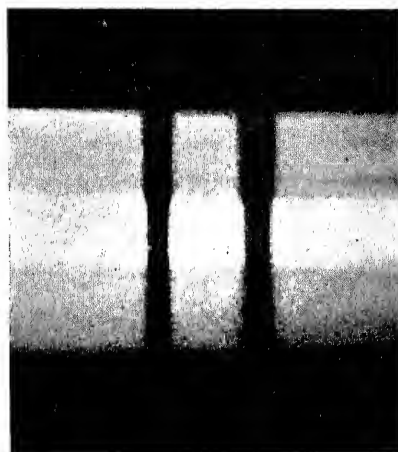


Fig. 8.



$D_1$   $D_2$ .

Fig. 4.



$D_1$   $D_2$ .

Fig. 6.

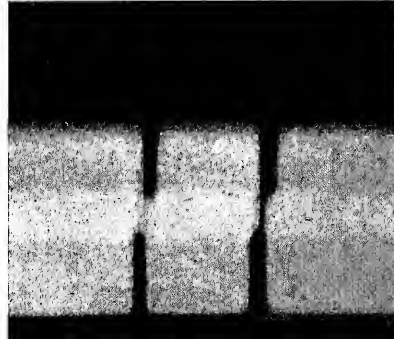
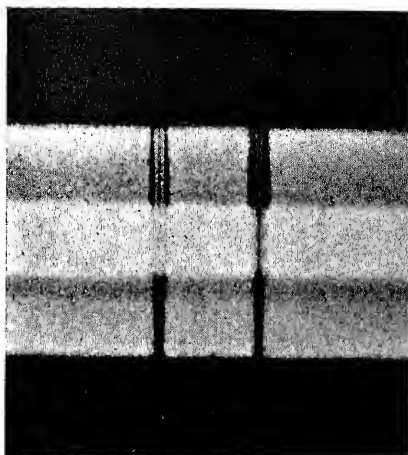
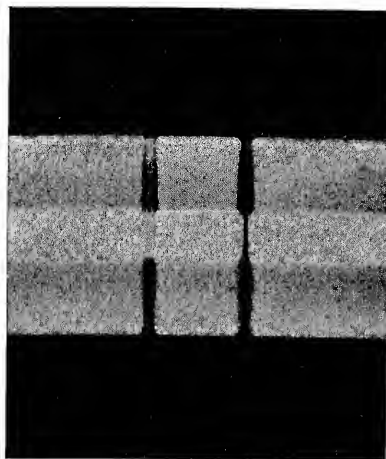


Fig. 7. (60°).



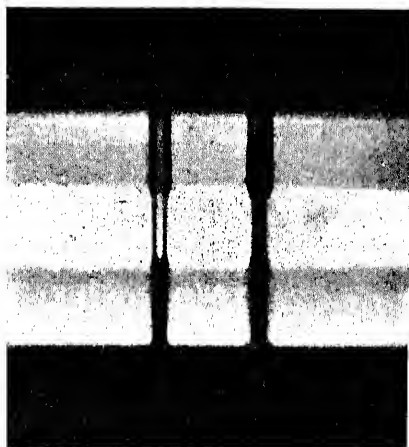
$D_1$   $D_2$ .

Fig. 10. (45°).



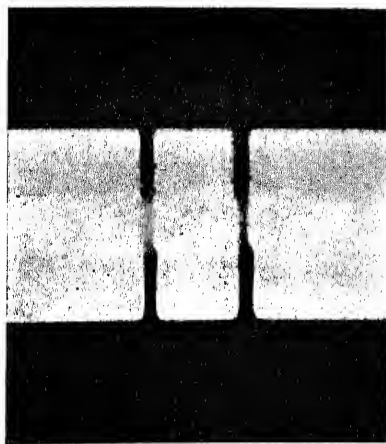
$D_1$   $D_2$ .

Fig. 8. (60°).



$D_1$   $D_2$ .

Fig. 11. (45°).



$D_1$   $D_2$ .

Fig. 9. (60°).

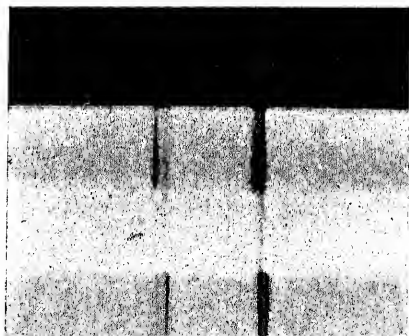


Fig. 12. (89°).

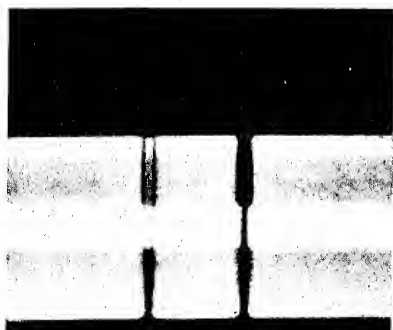


Fig. 13. (89°).

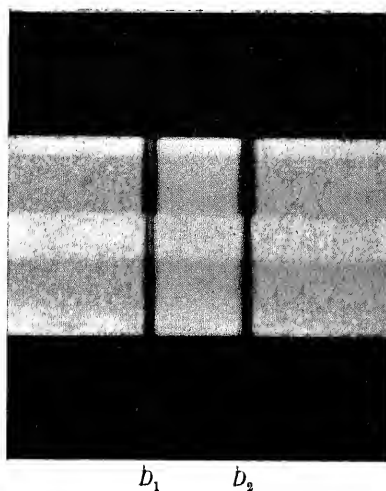
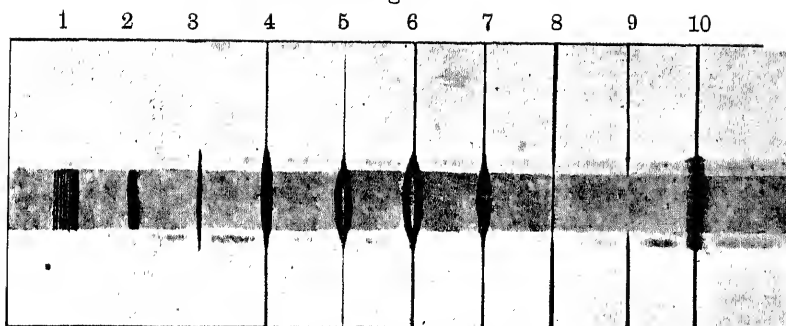


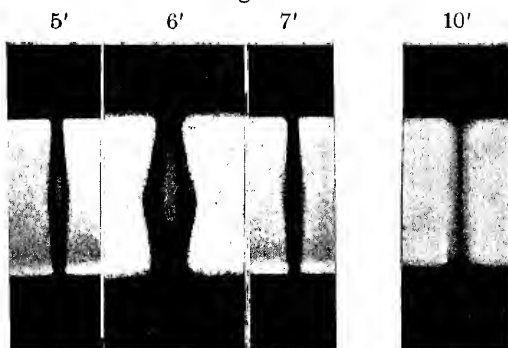
Fig. 14.



Types of sun-spot lines (MITCHELL).

5, 6. Widened lines with centres reversed bright.  
7. Widened and weakened line. 10. Winged line.

Fig. 15.



5', 6', 7'. Types of magnetic resolutions in non-uniform fields.

THE outer components of a magnetically divided line, if observed in a direction inclined to the lines of force under an angle  $\vartheta$ , are elliptically polarized.

In our experiments of §§ 12—17 we frequently referred to this elliptical polarization. In § 12 the simple rules were resumed, which relate to the ellipses characterizing the state of polarization of the outer components, if *very narrow* spectral lines are observed in a *strong* field.

The linear vibrations of the central component of a triplet lie, according to the elementary theory, in the plane passing through the ray and a line of force, and the amplitude is proportional to  $\sin \vartheta$ .

RIGHT's theoretical considerations in his paper cited in § 1 also agree with this conclusion.

22. In VOIGT's <sup>1)</sup> theoretical investigation of the magnetic effect in a direction inclined to the lines of force, the remarkable conclusion is drawn that the central component also of a triplet may execute an elliptical vibration. This result is most closely connected with the consideration of the mutual action between neighbouring molecules.

---

<sup>1)</sup> W. VOIGT, Weiteres zur Theorie der magneto-optischen Wirkungen. Ann. d. Phys. I. (1900) p. 389.

LORENTZ'S considerations concerning our present subject (cf. § 1 above) give results which we may be permitted to summarize here briefly.

For arbitrarily chosen values of the angle  $\vartheta$  between the ray and the magnetic force for every frequency two elliptical vibrations of opposite directions can be transmitted.

In the case of the *outer* components of a sharp triplet one of the two elliptic vibrations is absorbed.

If we are not dealing with a sharp triplet, i. e., three absorption bands that are completely separated, we can still say something about the vibration ellipses of the outer components.

Let axes  $OY$  and  $OX'$  be chosen, the one normal to the plane passing through the ray and the magnetic force, the other perpendicular to the ray and lying in the plane just mentioned. Then one of the characteristic vibration ellipses can be considered as the reflected image of the other with respect to a line

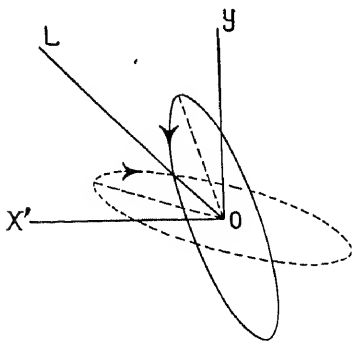


Fig. 5.

bisecting the angle  $X'OY$ . This rule also applies to the direction of motion in the two ellipses.

The nature of the phenomena that will be observed for rays of a frequency corresponding to the *central* line of the triplet depends upon the value

being greater or smaller than a certain angle  
This latter is determined by the equation

$$\tan \vartheta_1 \sin \vartheta_1 = \frac{g}{\nu}.$$

The quantity  $g$  may be regarded as a measure of the width of an absorption line and depends upon constants of the vapour;  $\nu$  is determined by the frequency of the free vibrations of electrons and has a value proportional to the length of the field.

If  $\vartheta > \vartheta_1$ , then two linearly polarized beams with equal indices of refraction and different absorptive indices can be propagated. The rectilinear vibrations make equal angles with the line  $OL$ , bisecting the angle  $X'OY$ . The absorption is stronger for the beam whose vibrations make the smaller

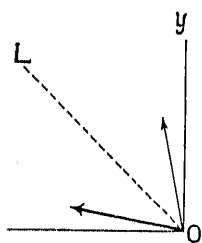


Fig. 6.

angle with the direction of the field. In the figure the more strongly absorbed vibration is indicated by a thicker arrow.

As  $\vartheta$  decreases the vibrations of the two principal beams approach more and more to  $OL$ , so that for  $\vartheta = \vartheta_1$  both directions coincide with the bisectrix. The two principal beams are now equally absorbed.

When  $\vartheta < \vartheta_1$ , the state of things is wholly different.



of  $\vartheta$  being greater or smaller than a certain angle  $\vartheta_1$ . This latter is determined by the equation

$$\tan \vartheta_1 \sin \vartheta_1 = \frac{g}{\nu}.$$

The quantity  $g$  may be regarded as a measure of the width of an absorption line and depends upon the constants of the vapour;  $\nu$  is determined by the change of the frequency of the free vibrations of the electrons and has a value proportional to the strength of the field.

If  $\vartheta > \vartheta_1$ , then two linearly polarized beams with equal indices of refraction and different absorptive indices can be propagated. The rectilinear vibrations make equal angles with the line  $OL$ , bisecting the angle  $X'OY$ . The absorption is stronger for the beam whose vibrations make the smaller

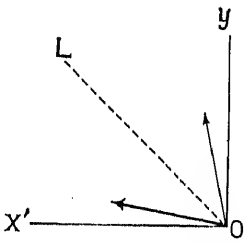


Fig. 6.

vibrations make the smaller angle with the direction of the field. In the figure the more strongly absorbed vibration is indicated by a thicker arrow.

As  $\vartheta$  decreases the vibrations of the two principal beams approach more and more to  $OL$ , so that for  $\vartheta = \vartheta_1$  both directions coincide with the bisectrix. The two principal beams are now equally absorbed also.

When  $\vartheta < \vartheta_1$ , the state of things is wholly different.

In this case two elliptically polarized beams can be propagated; they are equally absorbed, but have different velocities of propagation. For both beams the characteristic ellipses are the same, but described in opposite directions. One of the axes of the ellipses coincides with the line  $OL$  in Fig. 6.

The ellipses become less and less eccentric as the wave becomes less inclined to the direction of the field. For  $\vartheta = 0$  the ellipses become circles described in opposite directions.

A further approximation for  $\vartheta = \vartheta_1$  shows that in this case the two vibrations do not coincide exactly. As in the general case, there are two distinct beams with different characteristic ellipses, both deviating somewhat from the line  $OL$  of Fig. 6.

The regions of the longitudinal and the transverse magnetic effect overlap to a certain extent and are not sharply separated from each other at the angle  $\vartheta_1$ .

23. There are three results of LORENTZ's theory that probably admit of experimental verification.

Let us imagine the absorbing vapour placed in such circumstances that the elementary theory cannot be applied. The components of a divided line are now not neatly separated by practically transparent regions. The vapour density must be chosen relatively great and the magnetic intensity rather small. As always in the present paper, we suppose the lines of force to be horizontal; we examine the propagation of the light also in a horizontal plane.

The three predictions referred to, which apply, if we exclude the cases of the true longitudinal and transverse effects, are:

(1) the major axes of the vibration ellipses of the outer components deviate from the vertical line;

(2) the vibrations of the middle component (c.q. components) are, depending on circumstances, either linear and not horizontal, or elliptic, the axes of the ellipse being inclined to the horizon;

(3) there exists an angle  $\vartheta_1$  separating the regions of the longitudinal and the transverse magnetic effect.

#### OBLIQUE POSITION OF THE VIBRATION-ELLIPSES OF THE OUTER COMPONENTS

24. We succeeded in establishing experimentally the oblique position of the vibration-ellipses in the inverse magnetic effect of the  $D$ -lines; the amount of the slope of the axes we could measure.

The obliquity is far from striking.

When  $\vartheta$  was already such that the ellipticity was very marked, it was only after some difficulty that we could make sure of the obliquity.

Some details of a definite case may be given. With  $\vartheta = 69^\circ$  and a field of about 18000 gaussses the first observations were made.

Attention was given to  $D_2$ , the vapour density being regulated so that the outer components of the sextet could not be seen separately. Before the slit of the spectroscope a nicol was placed with its plane

of vibration at an azimuth of say  $35^\circ$  with the horizon. The central part of the resolution figure is now very dark; the outer components of the pseudo-triplet, however, are only faintly visible. This has the advantage of increasing the visibility of small changes of the intensity of the outer components.

The direction of the field we denote as field-direction 1.

*With the reversed field-direction 2, the outer components became darker.*

This experiment was repeated several times with the same result.

The nicol then was placed in a position symmetrical to the one just mentioned. Now with field direction 1, the outer components were darker. From these experiments we must conclude that a vertical line is not an axis of symmetry of the vibration ellipses of the outer components, hence that the position of these ellipses is oblique.

25. The direction of the smaller axis of the vibration-ellipse we measured for  $\vartheta = 69^\circ$ , the vapour density being between the first and second phase (§ 13). In front of the slit of the spectroscope was introduced a nicol, mounted upon a divided circle which gives the rotation of the nicol in degrees. The vanishing or reappearing of the outer components gave a good criterion for the determination of the smaller axis and therefore of the major axis of the vibration ellipse.

The measurements gave the result that under the circumstances of the experiment the major axis made an angle of 5 degrees with the vertical. The obliquity was the same in amount and direction for the components toward the red and toward the violet. The diagram, Fig. 7, illustrates the relation between the slope of the ellipses and the direction of the field.

Let  $OS$  be the beam, which traverses the source

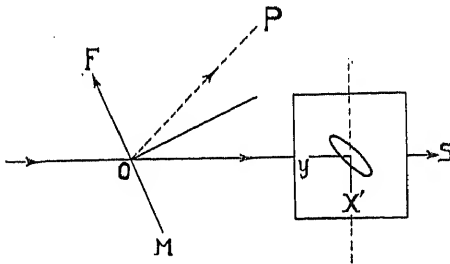


Fig. 7.

of light placed in  $O$  and  $OF$  the direction of the magnetic force. For an observer looking in the direction  $SO$ , the upper part of the vibration ellipse is inclined toward the right. The plane  $YX'$ , containing the ellipse, is normal to the ray and in the figure has been rotated round the dotted line until brought into coincidence with the plane  $SOM$ . That side of the plane which was visible from  $S$  can now be seen. Both the ellipse toward the red, and the ellipse described in the opposite direction

toward the violet, have the same slope with a given direction of the magnetic field, as was remarked above.

26. *The same* sodium flame, investigated as to the inverse effect in the direction  $OS$ , we studied in the direction  $OP$  (i. e. for an angle  $FOP = MOS = 180^\circ - \vartheta$ ) for the phenomenon of partial polarization, discovered by EGOROFF and GEORGIEVSKY. A small telescope focussed upon the flame was used and provided with a SAVART plate and a nicol. This polariscope is mounted upon a divided circle graduated in degrees. The direction in which the fringes were most brilliant was determined in order to detect a possible deviation of the plane of maximum polarization from the vertical. It was easily seen that there was such a deviation. The fringes were most clear if for the observer in  $P$  their direction was from the upper left to the lower right quadrant, the direction of the field being always as indicated in the figure. After reversal of the magnetic field the fringes became indistinct. They became distinct again if the principal direction of the polariscope was from the upper right to the lower left quadrant. The result of these observations at least proves that the whole phenomenon is asymmetrical with respect to the vertical and hence proves the presence of oblique vibrations. In a conversation with one of the authors Prof. LORENTZ had kindly communicated that he observed phenomena of the kind described in this paragraph.

27. In the experiment of the last paragraph the axis of the telescope must be placed carefully in a horizontal plane passing through the poles of the electromagnet. If the observation is made in a plane which is not horizontal, an apparent slope of the axes of the vibration-ellipses becomes manifest, as is easily seen from a geometrical consideration.

28. The position of the plane of maximum polarization can be determined rather accurately. The obliquity of the major axis of the outer ellipses of sextet and quartet in one experiment was  $5^\circ$ ; with the very same vapour density and the same strength of field, the plane of partial polarization made an angle of  $21^\circ$  with the vertical.

At first sight it seems rather startling that the polariscope of SAVART is so sensitive to the obliquity of the ellipses.

The phenomenon of the partial polarization of the emitted light is very complicated and the complete theory still outstanding.

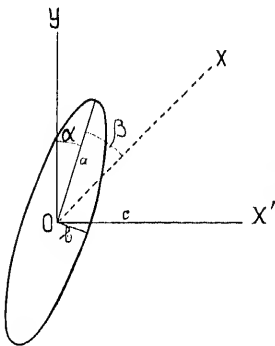


Fig. 8.

It does not seem doubtful, however, in what direction we have to look for the explanation of the remarkable difference between the indications of the two instruments. They measure different quantities.

As long as the inclination of the vibration-ellipses

of the emitted light is zero, the total light also vibrates symmetrically relatively to the vertical.

If the inclination is not zero, however, but has the value  $\alpha$ , the plane of maximum resultant luminous motion is inclined at an angle  $\alpha + \beta$ , which may be occasionally much greater.

The light emitted by the sodium flame contains:

(1) horizontal vibrations of intensity  $c^2$ . (We neglect here a change mentioned in § 30 below).

(2) elliptic vibrations, the major axes of which form an angle  $\alpha$  with the vertical. Let the principal axes of these ellipses be  $a$  and  $b$ .

The intensity  $I_x$  in a direction  $O X$  becomes

$$I_x = c^2 \sin^2 (\alpha + \beta) + a^2 \cos^2 \beta + b^2 \sin^2 \beta. \dots (1)$$

This expression becomes a maximum for a value of  $\beta$  satisfying

$$c^2 \sin 2(\alpha + \beta) + (b^2 - a^2) \sin 2\beta = 0 \dots (2)$$

Hence it follows at once that  $\beta$  cannot be zero, for otherwise  $\alpha$  ought to be zero also.

From (2) we obtain

$$\frac{\sin 2(\alpha + \beta)}{\sin 2\beta} = \frac{a^2 - b^2}{c^2} \dots (3)$$

Hence the value of  $\beta$  depends upon the intensities of the horizontal and vertical vibrations. Always  $a > b$ ; in the emitted light the vertical vibrations generally preponderate, hence also  $a > c$ . We conclude that  $\beta$  can be positive only.



If we make  $\alpha = 5^\circ$ ,  $\alpha + \beta = 21^\circ$ ,  $b = 0,3 a$  (cf. § 29) equation (3) gives

$$\frac{a^2}{c^2} = 1,4.$$

This is a plausible value. Hence there is no contradiction between the observations made with the polariscope and the results obtained with the nicol alone.

29. We made, with the inverse effect, some measurements of the ellipticity of the outer components at different angles of incidence. We used for this investigation the well-known method of the quarter-wave plate and nicol. The axes of the quarter-wave plate being placed parallel to the axes of the original ellipse, the resulting light is plane polarized. Let  $b$  and  $a$  be the horizontal and vertical or the nearly horizontal and the nearly vertical axes, then  $\frac{b}{a} = \tan \alpha$ .

The mica quarter plate used proved to be very accurate for light of the refrangibility of the sodium lines, when tried by the method described on a former occasion <sup>1)</sup>. Three determinations gave for the deviation from an exact quarter wave plate the values 1.8, 0.1, 1.0 %.

For our present determinations this accuracy of the plate is quite superfluous. The measurements are very difficult, relating as they do to the mean

---

<sup>1)</sup> ZEEMAN, Amsterdam Proceedings October 30. 1909; c.f. this collection paper XIV.

of the outer components of the sextet, hence to an extremely narrow part of the spectrum. Moreover the density of the vapour can be defined only approximately (10).

The following table embodies the results concerning the ellipticity of the outer components of the sextet obtained in a somewhat extended series of measurements.

| $\theta$ | $b/a$ | Remarks                                     |
|----------|-------|---|
| 69.°5    | 0.31  | 0.30 Vapour of intermediate density (§ 10). |
|          | 0.31  |   |
|          | 0.28  |   |
| 47°      | 0.45  | 0.45 " " " "                                |
|          | 0.45  |   |
|          | 0.45  |   |
| 39°      | 0.47  | 0.47 Vapour somewhat denser                 |
|          | 0.50  |   |
|          | 0.67  | 0.66 Very dilute vapour (§ 10)              |
|          | 0.70  |   |
|          | 0.70  |   |
|          | 0.60  |   |
|          | 0.64  |   |
|          | 0.67  |   |
|          | 0.63  |   |
|          | 0.65  |   |
|          | 0.65  |   |
|          | 0.65  |   |

The ratio of the axes at a certain angle undoubtedly somewhat depends upon the vapour density. Part of the oscillations of the results obtained at the same angle must be ascribed to this cause.

At  $\vartheta = 69.^\circ 5$  and with dense vapour the inclination of the major axis of the ellipse was  $6^\circ$ ; with very dilute vapour the value zero was obtained.

At  $\vartheta = 47^\circ$  and with vapour of intermediate density the inclination was  $4.^\circ 5$ . The SAVART fringes then made an angle of  $28^\circ$  with the vertical.

#### OBLIQUE POSITION OF THE VIBRATIONS OF THE MIDDLE COMPONENTS

30. Whereas the inclination of the vibration ellipses of the outer components could be demonstrated first for the sextet, it was for the quartet, on the contrary, that we first succeeded in verifying the second of LORENTZ's above mentioned conclusions (23).

The deviation of the vibrations of the middle components of the quartet from the horizontal line can be shown in the same manner as the inclination of the ellipses (24).

The principal section of the nicol before the slit was placed at an angle of about  $30^\circ$  with the horizon. The outer components of the quartet of  $D_1$  are then hardly visible. The inner components are rather dark. The direction of the field is indicated as direction 1. Under the influence of the reverse field 2, the middle components become more black. If the nicol be placed in the symmetrical position, then it is with the field direction 1 that the middle components are most distinct.

The angle  $\vartheta$  in this experiment was  $47^\circ$ .

Two different attempts to measure the angle between the vibration and the horizon gave the results  $4.^\circ 5$ , resp.  $5.^\circ 5$ . These measurements are very difficult, however, and perhaps indicate only the order of magnitude of the inclination. The vicinity of the outer components largely interferes with the accuracy of the adjustment of the nicol, for while it is moved about near the position of extinction and approaches to a vertical direction the greater intensity of the outer components distracts the eye.

31. We have made yet another experiment which confirms the result of § 30 for both

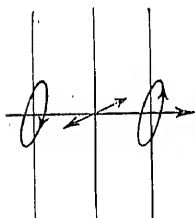


Fig. 9.

the sodium lines and also exhibits the relation between the inclinations of the different components. This connexion is shown diagrammatically for a triplet in Fig. 9; for the result obtained with the middle components of the quartet

and the sextet certainly can be applied qualitatively to the triplet.

The experiment was the following: the principal section of the nicol made an angle of  $+40^\circ$  with the vertical; the positive direction in Fig. 9 was counter-clockwise. Then the nicol was placed at  $320^\circ$  (i. e. in the symmetrical position). The last position may be indicated as position *B*, the first mentioned as position *A*.

The direction of the field remains unchanged.

In position *A* all lines were weaker than in position *B*.

Hence we conclude that the ellipses as well as the vibrations of the middle components are inclined; moreover that the relative position of the vibrations must be that shown in Fig. 9.

32. In the important paper already frequently mentioned RIGHI (note p. 291 of the paper cited § 1 above) says that VOIGT's theoretical investigation of the general case of propagation of light in a direction inclined to the lines of force was published too late to guide him in his investigation. RIGHI expresses the opinion that it is rather improbable that in the course of his numerous observations peculiarities in the behaviour of the middle components as indicated by VOIGT could have escaped him, and that LORENTZ's elementary theory is in accordance with all the observed phenomena.

This seems in contradiction with our experiments. This contradiction vanishes, however, if we assume that the vapour in RIGHI's experiments was very dilute, or the field so intense that the components were neatly separated. Under such circumstances our observations are also in complete accordance with the elementary theory, at least as to the polarization of the components and the direction of the vibrations.

Neither was it in RIGHI's experiments a matter of course to reverse the direction of the magnetic

field, the procedure which most easily exhibits any obliquity of the vibrations.

APPLICATION OF THE RESULTS OF §§ 24—31 TO THE  
INTERPRETATION OF SUN-SPOT SPECTRA

33. The vibrations of the middle component of a triplet are parallel to the lines of force. The outer components vibrate linearly at right angles to the field. These rules also apply to dense vapours, if only the pure transverse magnetic effect be under consideration. If we assume that the direction of observation is oblique to the lines of force, then only in the case of very dilute vapours can the projection of the magnetic force on a plane normal to the line of vision be found according to the rules of the elementary theory from the direction of the vibrations. If, however, the components of an inverse triplet are not neatly separated by practically transparent parts — and the sun-spot lines seem to belong to this class of lines — the particulars diagrammatically illustrated by Fig. 9 are to be taken into consideration.

In drawing charts of the magnetic fields in sun-spots, showing the intensity, the direction, and the polarity of the magnetic force, the determination of the direction of the force will give some difficulties.

The value of the correction to the indications of the elementary theory necessary in some cases will be given on another occasion.

The rule which determines the direction of the deviation may be indicated here.

The direction of rotation in the vibration-ellipses of the outer components toward the red and toward the violet shows whether  $\vartheta$  is acute or obtuse. If  $\vartheta$  is obtuse (Fig. 7), then the relative position of the directions of the magnetic force, of the major axis of the vibration-ellipses, and of the vibration of the middle component is shown in Fig. 9.

From any point  $O$  draw a line  $OB$  parallel to the major axis of the vibration-ellipses of the outer components and a line  $OM$  parallel to the vibration of the middle component, the angle  $BOM$  being always chosen acute. The projection  $OF$  of the magnetic force on a plane normal to the line of sight then makes a positive acute angle with  $OB$ , the angle  $BOF$  being greater than  $BOM$ , the positive direction being reckoned from  $OB$  to  $OM$ .

By ascertaining whether or not the major axes of the ellipses and the vibrations of the middle component are perpendicular to each other we can make sure whether the elementary theory may be applied or not.

#### DEMONSTRATION OF OBLIQUE POSITION OF VIBRATIONS BY MEANS OF HALF-WAVE-LENGTH PLATE

THE observations published in our two preceding communications relate to the region between  $\vartheta = 90^\circ$  and  $\vartheta = 39^\circ$ , including the two

principal directions. We now intend to describe in this third, conclusive, part of our paper experiments relative to the remaining region between  $\vartheta = 39^\circ$  and  $0^\circ$ .

This region seemed very interesting because under suitably chosen circumstances it probably would contain the angle  $\vartheta_1$  of LORENTZ, separating the regions of the longitudinal and the transverse magnetic effect. The principal object we had in view in undertaking this third part of our investigation was to prove experimentally the existence of an angle of the kind mentioned. We think that we attained our purpose.

Before proceeding to describe these experiments, we shall mention a method for verifying the results (§§ 24—32) relating to the oblique position of the vibration-ellipses of the outer components and that of the vibrations of the inner components, but without commutation of the current in the electro-magnet.

Whereas in our former experiments the *difference* of the intensity of the components by *commutation* of the current gives the proof for the obliquity of the components, the half-wave-length plate demonstrates it at once.

A half-wave-length plate, with one of its principal directions situated horizontally and limited by a horizontal line, is placed near the source of light. Vibrations from the source, making a definite angle with the edge of the plate, after traversing it are



rotated through twice that angle. The plate covers only half of the field of view. The directions of the emergent vibrations make the same angles with the horizontal edge as at first, but upon the farther side.

An image of the edge is focussed upon the slit of the spectroscope; before the slit a nicol is placed.

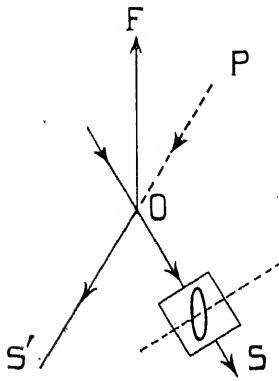
In one of our experiments,  $\vartheta$  being  $39^\circ$ , the plane of vibration of the nicol was at an angle of  $35^\circ$  with the horizon. The magnetic components are now seen unequally dark in the two halves of the field of view. It appeared possible to photograph the phenomenon; small variations of vapour density, which may possibly introduce errors with other methods of observation, are now without influence.

Reversal of the direction of the current changes the sign of the difference of intensity of the two halves of the field of view.

#### CONNEXION BETWEEN THE INCLINATION OF THE ELLIPSES IN PARTICULAR CASES

35. The direction of the magnetic field, and that of propagation of the beam traversing the magnetized source of light determine the sense of the inclination of the vibration-ellipses (§ 25). If the direction of the field be reversed, the sign of the inclination of the vibration-ellipses also changes. In fig. 7 (§ 25) the connexion established by our experiments between the three mentioned directions is given.

Let  $OF$  be the magnetic force, and let the beam, traversing the magnetized flake  $O$ , be propagated in the direction from  $O$  to  $S$ .



The inclination of the ellipses in this case is indicated in Fig. 10. The plane normal to the ray and containing the ellipse has been rotated round the dotted line until brought into coincidence with the plane of the paper.

What is the inclination, if the source of light be traversed by the beam in the direction  $OS'$ ?

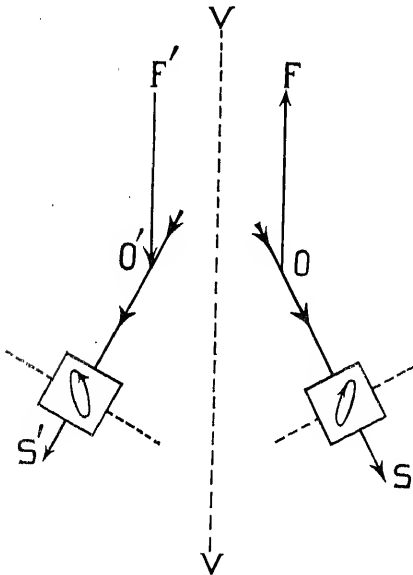


Fig. 11.

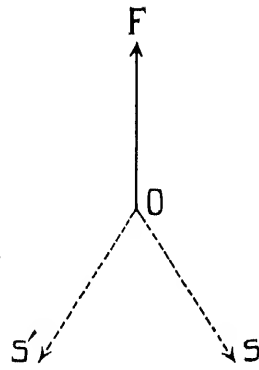


Fig. 12.

This question is easily answered by applying the well-known method of reflected images.

The geometrical outlines of all things composing a given system, together with the physical processes in the system, which we suppose may be all represented by geometrical figures, we imagine reflected at every instant in a plane  $V$ . The new system obtained by reflection, which we call the image of the original system, is a possible one, as soon as the last-mentioned one has an objective existence.

Applying this to our experiment (Fig. 11) and placing the plane  $V$  parallel to  $OF$  and perpendicular to the plane of the paper, we obtain from system I, the system II.

The magnetic field in the second system is the inverted image of the field in the first one; indeed, before taking the image of the field we have to substitute it by the equivalent AMPERE currents.

Hence in II the arrow  $F'' O'$  is drawn from  $F''$  to  $O'$ .

The field in system II being afterward reversed, the inclination of the ellipse changes its sign.

Hence we conclude that (Fig. 12), if  $OF$  be the direction of the magnetic field, the inclination of the major axes of the ellipses, as observed from  $S$  as well as from  $S''$ , is always from the lower left to the upper right quadrant.

By means of SAVART's polariscope all this could be experimentally verified.

We come to the same conclusion by using the experimental result of § 26, concerning the inclination of the ellipses in the beam emitted in the direction  $OP$  (see Fig. 10).

The close connexion existing between emission and absorption enables us to predict the phenomena to be seen if light traverses the source in the direction  $OS'$  (cf. § 44).

#### INVESTIGATION CONCERNING THE EXISTENCE OF AN ANGLE $\vartheta_1$ (§ 36—§ 46)

36. It seems possible to give by different ways experimental proof of the existence of an angle  $\vartheta_1$ , separating the regions of the longitudinal and of the transverse effect.

The most direct proof would be given, if, with a chosen magnetic force, the vapour density could be changed in such a degree, that at last the direction of the vibrations in the issuing beam were inclined at an angle of  $45^\circ$  with the vertical. Then one would observe at the angle  $\vartheta_1$  itself, the values of density (width) and magnetic intensity corresponding. The execution of this plan gives rise, however, to serious difficulties.

The significance and the distinctness of the angle  $\vartheta_1$  become manifest also, however, if it be possible to establish the existence of the characteristic phenomena only observable for a direction of observation which forms an angle with the lines of force

lying between  $0^\circ$  and  $\vartheta_1$ . We have experimentally verified the theoretical inference.

We made many experiments belonging to each of the two classes of experiments mentioned and intend to give a few examples of each.

37. *Observations at  $\vartheta = 32^\circ$ .* — Soft iron cones with a vertex semi-angle of  $32^\circ$  were made and adapted to a DU BOIS-electromagnet. The intensity of the magnetic field proved sufficient to establish the character of the resolution in the first-order spectrum of the large ROWLAND grating.

The middle components were especially watched. It is easily established that the vibrations of these components deviate from the horizontal. In order to demonstrate an inclination of  $45^\circ$ , a quartz plate, cut perpendicularly to the axis, and exactly 2 mm. thick, was introduced in the beam. This plate rotates the plane of polarization for sodium light  $2 \times 21.7 = 43.4^\circ$ . Vibrations at azimuth  $45^\circ$ , after traversing the plate, become either horizontal or vertical.

Between the plate and the spectroscope slit a calc-spar rhomb was inserted and a horizontal slit placed near the source; two contiguous horizontal images of this slit are now formed on the slit. The one contains the vertical, the other the horizontal constituents of the beam.

The middle components, which at the angle  $\vartheta$  under consideration are rather weak, are dependent upon the direction of the current and are visible

either only in the upper or only in the lower of the two strips, if the vapour density be properly chosen.

This experiment does not prove definitely, however, that the middle components may vibrate under an angle of  $45^\circ$  with the vertical. The rather limited sensitiveness of the method must be taken into account.

The experiment certainly proves that the vibrations are inclined relatively to the horizon, at an angle of perhaps  $20^\circ$  or  $30^\circ$ .

It is shown by an observation with the calc-spar rhomb alone, after removal of the quartz plate, that the vibrations are not performed under  $45^\circ$ . A difference between the upper and the lower image is now manifest. This would be impossible, if the inclination of the vibrations were  $45^\circ$ . The difference of intensity in the two strips decreases with increased density of the vapour.

All experiments undertaken in order to measure more accurately the inclination gave no decisive results. The weak intensity of the middle components, the feeble separation (to be expected for the observations in view, according to theory), the perturbation by the vicinity of the outer components, and also the fact that the vibrations become probably slightly elliptic, account for the difficulty of the measurements.

We also investigated the emitted light without the aid of the spectroscope, with a SAVART polariscope alone; the emitted light appeared to be nearly

unpolarized. The fringes in the polariscope were very weak. This is clearly due to the light containing equal portions of right-handed and left-handed nearly circularly polarized light; the intensity of the light of the middle components is relatively very small and therefore scarcely perceptible in the resulting total intensity.

The indistinctness of the fringes made only inaccurate determinations of the position of the plane of polarization possible. An inclination of  $42^\circ$  relatively to the vertical was found.

38. The method of the non-uniform field <sup>1)</sup> seemed to open the possibility of a direct reading of the field-intensity corresponding to  $\mathfrak{S}_1$ , the vapour-density (i.e., the width of the spectral line) being given. At  $\mathfrak{S} = 39^\circ$ , a diminished image of the cones of the electromagnet was focussed upon the slit-plate of the spectroscope. The magnetic separation is different at different heights, and in the spectroscope the spindle-shaped resolution figure, a photograph of which was given on a former occasion, is seen; but now, as the inverse effect is under consideration, rather dark lines on a luminous background are seen. A nicol with its plane of vibration at  $45^\circ$  with the horizontal is placed before the slit. If the vibrations occur at  $45^\circ$  somewhere in the divided lines, the components must become black at such a place. Width and field-intensity, belonging

---

<sup>1)</sup> ZEEMAN, Amsterdam Proceedings April 1906, November 1907; c.f. this collection paper XII chapters I and III.

to the part mentioned of the components, correspond to a value of  $\vartheta_1$  equal to  $39^\circ$ .

No clear result was obtained by means of this method, however, which was tried with several vapour-densities.

The change of the state of polarization in the resolution figure apparently is too gradual to prove the existence of  $\vartheta_1$  by direct observation.

Our following experiments (§§ 39—46), seem indeed, to leave no doubt as to the real existence of such an angle.

39. In order to extend observations to still smaller angles  $\vartheta$ , the second-order spectrum of the great ROWLAND grating was employed for all following observations. The brightness is still amply sufficient and more details are seen. Even with cones with a vertex semi-angle of  $26^\circ$  the characteristic phenomena may now be advantageously observed. With vapour of intermediate density (§ 10) only the outer components of the quartet and sextet are now visible, the phenomenon closely resembling the purely longitudinal one. Middle components make their appearance only after the density is largely increased. The nature of these components appears (§ 40), however, to have changed, as is proved by an examination of their state of polarization.

The latter is more easily ascertained, if the components are more widely separated. This is the case in the experiments described in the next paragraphs and therefore we prefer to give some details of



the observations made with the more efficient arrangement.

40. A still smaller angle between the directions of the beam and of the field may be employed and moreover wider separation obtained than in § 39, by looking through axial holes and deviating the beam in the field by means of two small prisms. A remark of Prof. WERTHEIM SALOMONSON induced us to give prisms a trial.

The arrangement for  $\vartheta = 16^\circ$  is shown in Fig. 13.

The prisms are fixed to copper tubes, which are put into the bored cones of a DU BOIS electromagnet and may be turned about their axes. It is therefore possible to adjust the parallelism of the planes of the prisms and to arrange the edges vertically.

A drawback inherent to this method is that after some time the interior surfaces of the prisms become covered with some white precipitate. With very dense vapours this inconvenience is rather troublesome.

Immediately after introduction of the flame into the interferrum aqueous vapour condenses upon the prism faces, soon disappearing, however, when the temperature of the prisms has increased. In order to avoid the danger of cracking, the prisms have been placed at some distance from the terminal planes of the cones.

Even with very dense vapour (third phase of § 10), the field being of the order of 20.000 gauss, the phenomenon closely resembles the pure longitu-

dinal one. No trace of middle components is visible.

After an increase, however, of the vapour-density to the limit obtainable by the introduction of a glass rod, charged with melted salt, into the gas-oxygen

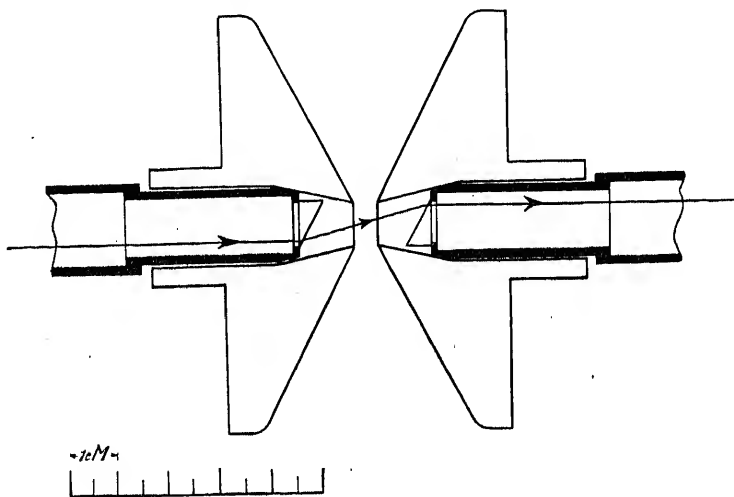


Fig. 13.

flame, two new black lines appeared in the vicinity of  $D_1$ ; they were clearly visible against the rather dark background formed by the broadened outer components.

*These new lines, which have the same period as the middle components, are unpolarized (see §§ 41—44).*

41. We have come to this conclusion after trying in vain to detect any trace of polarization phenomena of the new components.

In the first place rotation of a nicol, placed before the slit of the spectroscope gave no change

of intensity of the lines; only the background formed by the nearly, but not accurately, circularly polarized outer components was slightly changed.

42. After removal of the nicol a quarter-wave plate with its principal direction at  $45^\circ$  was inserted in the beam and a broad horizontal slit placed near the field. By means of a calc-spar rhomb two strips are obtained, separating the oppositely polarized circular vibrations.

With vapour of intermediate density fig. 14<sup>A</sup> gives the appearance for  $D^1$ . The vertical line represents the reversed line due to the arc light.

With very dense vapour, we get the phenomenon represented in fig. 14<sup>B</sup>. New components appear in the initially bright parts of the field of view.

The positions of the new components correspond to those of the inner components of the quartet, at least as far as can be judged by eye observation. This observation is confirmed by measurements made on a photograph, it must be said of only moderate quality.

As to the polarization of the new lines a few remarks may be made. From an inspection of fig. 14<sup>B</sup> alone, one might infer a circular polariza-

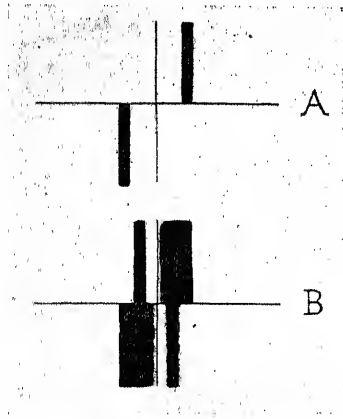


Fig. 14.

tion of the inner components, of a sign opposite to that of the outer ones.

One might be tempted to infer that, under the circumstances of the experiments, the inner components are due to the motion of positive charges.

There is no need of discussing the degree of probability of such a conclusion, as it is refuted by the next observation.

If the quarter-wave plate be rotated in its own plane so that the principal direction more and more approaches to the horizontal position, the intensity of the outer components decreases. The inner components, which at first are invisible in two of the quadrants, being entirely hidden by the black broad outer components, are very soon seen, as continuous bands crossing at right angles the horizontal separation line.

Finally, when the principal direction of the quarter-wave plate has become horizontal, there is, as far as concerns the inner components, no difference at all between the upper and lower fields, and only a slight one as far as concerns the outer components.

43. From the observations recorded in §§ 41 and 42 we cannot but conclude that under the circumstances of the experiment the inner components of the *new* quartet are unpolarized.

This result seems paradoxical, because one now has become accustomed to expect polarization of all magnetically separated and displaced lines.

The result, however, seems to be in perfect accordance with theory, at least if it be permitted to apply to the middle components of the quartet, the theoretical inference drawn for the central component of the triplet.

LORENTZ has proved that in the case of a triplet for a frequency  $n = n_0$  and  $\vartheta < \vartheta_1$  two oppositely elliptically polarized beams may be transmitted, having the same index of absorption, but unequal velocities of propagation. The characteristic vibration-ellipses for the two beams are the same, but described in opposite directions (see also § 22 above).

Since the indices of absorption of the two beams are equal, we may expect that, under the circumstances mentioned, a magnetized vapour can produce in a continuous, unpolarized spectrum unpolarized absorption lines only.

44. The consideration in § 35 of the reflected image of a system was made in order to show that the inclination of the ellipses remains unaffected by a change of sign of the angle between the line of force and the ray.

45. *Quartet for  $\vartheta = 0$ .* — By increasing still further the vapour-density necessary for the experiment of § 43, we were able to observe, even in the direction  $\vartheta = 0$ , the two unpolarized lines, corresponding to the inner components of the quartet. The outer components, however, have then become extremely diffuse.

It is certainly remarkable that the two new components are still relatively narrow. The theoretical reason for this feature of the phenomenon has still to be worked out.

It is, however, in accordance with theory (always on the supposition that it does apply directly to the quartet) that for  $\vartheta = 0^\circ$  the density of the vapour must exceed that for  $\vartheta = 16^\circ$ , in order to render visible the new lines. Indeed according to the formulae (42) and (26) of LORENTZ's paper (cited in § 1 above) the absorption index decreases with decreasing  $\vartheta$ .

The experiments (§§ 39—43) seem to give conclusive evidence that an angle  $\vartheta_1$  really exists.

Indeed, phenomena of the kind described in the last paragraphs are to be expected in a region only between  $\vartheta_1$  and  $0^\circ$ .

The experimental verification of LORENTZ's deductions, formulated in § 23 above, gives a new proof of the rational connexion established by VOIGT's theory of the inverse magnetic effect between diverse phenomena.

A more accurate measurement of  $\vartheta_1$ , the vapour density and the field being chosen, must be postponed.

46. The new type of magnetic separation, with some components polarized, the other ones unpolarized, which returns to the ordinary separation by decrease of vapour density, we were able to observe also with  $D_2$ . Since the density of the

vapour must be great in the present experiment, the effects observed with  $D_2$ , which splits up into a pseudo-triplet, are less clear and characteristic than with  $D_1$ . We therefore restricted the detailed description of our observations to the case of  $D_1$ .

This paper, written in collaboration with Dr. B. WINAVER, was first published in: Zittingsverslagen der Kon. Akademie van Wetenschappen te Amsterdam, January 29<sup>th</sup> (§ § 1—20), April 29<sup>th</sup> (§ § 21—33) and June 25<sup>th</sup> 1910 (§ § 34—46), Vol. XVIII pp. 621—633, pp. 889—898, Vol. XIX pp. 233—242. A translation, which has been reprinted here, appeared in: Proceedings Royal Academy of Sciences at Amsterdam, Vol. XII pp. 584—596, XIII pp. 35—44, 162—171 and The Astrophysical Journal XXXII (1910) pp. 329—362.

It has been published also: Physikalische Zeitschrift 11 (1910) pp. 533—560, 657—662, 880—886 and Archives Néerlandaises (2) 15, pp. 453—487.

## XVI. CONSIDERATIONS CONCERNING LIGHT RADIATION UNDER THE SIMUL- TANEOUS INFLUENCE OF ELECTRIC AND MAGNETIC FORCES AND SOME EXPERIMENTS THEREBY SUGGESTED

### THEORETICAL CONSIDERATIONS

AFTER the discovery of the influence of magnetic forces on radiation frequency in 1896, many physicists certainly have put the question to themselves whether electric fields also influence the emission of light. We may imagine an atom or molecule containing one single electron, which is drawn back to its position of equilibrium by quasi-elastic forces  $-kx$ ,  $-ky$ ,  $-kz$ , where  $x$ ,  $y$ ,  $z$ , are the components of the displacement of the electron. This is just as in LORENTZ's elementary theory of magnetic separation. Let our molecule be placed in a uniform *electric* field parallel to the axis of  $X$ . If the force on the electron be denoted by  $X$ , then the displacement  $x_0$  of the electron is given by

$$X = + kx_0.$$

In the new position there is *equilibrium*. If the electron performs vibrations about the new position, then the coordinates may be represented by

$$x_0 + \xi, \eta, \zeta$$

$\xi, \eta, \zeta$  being supposed to be infinitely small. The



components  $X', Y', Z'$  of the quasi-elastic force become

$$-k(x_0 + \xi), -k\eta, -k\zeta$$

and therefore the components of the total force ( $X + X'$ , etc.)

$$-k\xi, -k\eta, -k\zeta \dots\dots\dots (1)$$

In the new position the electron is subjected to infinitely small forces, which are independent of the direction of the displacement. The frequency of the vibrations of the electron, being determined by  $k$ , has the same value as before the application of the electric field.

2. VOIGT developed the consequences of the hypothesis, which presents itself, if the simple law followed by the quasi-elastic force of § 1 no longer holds.

The potential energy of a displacement  $(x, y, z)$  is represented in the supposition of § 1 by

$$\phi = \frac{1}{2} k (x^2 + y^2 + z^2) = \frac{1}{2} kr^2 \dots\dots\dots (2)$$

$k$  being a constant.

If the displacement of the electron can no longer be regarded as infinitely small, the value of the potential energy may be expanded according to ascending powers of  $x, y, z$ . In a perfectly isotropic molecule we may write therefore, only retaining the first correction term

$$\phi = \frac{1}{2} kr^2 + \frac{1}{4} k'r^4 \dots\dots\dots (3)$$

$k'$  being a second constant.

If the electron now performs vibrations ( $\xi$ ,  $\eta$ ,  $\zeta$ ) about the new position of equilibrium, which it shall take under the action of the force  $X$  in an electric field parallel to the axis of  $X$ , then one finds easily with VOIGT <sup>1)</sup> for the components of the total force ( $X + X'$ , etc.)

$$-(k + 3k'x_0^2)\xi, \quad -(k + k'x_0^2)\eta, \quad -(k + k'x_0^2)\zeta \dots (4)$$

The factor by which the displacement is to be multiplied in order to find the force, has now another value with a displacement parallel to the lines of force than with a displacement at right angles to the field. The frequencies of vibrations in these principal directions are therefore different.

Applying these considerations to all the electrons contained in the atoms of a substance such as luminous sodium vapour, VOIGT comes to the following remarkable theoretical result.

If by means of a spectroscope we examine the light that is radiated along the lines of force of the electric field, we shall observe a displacement of the unpolarized spectral line from its original position. At right angles to the field we may expect a transverse electric effect, the original line being separated into two polarized components. The component vibrating parallel to the field undergoes a

---

<sup>1)</sup> VOIGT. Zur Theorie der Einwirkung eines elektrostatischen Feldes auf die optischen Eigenschaften der Körper. Ann. d. Phys. 69 p. 297. 1899, Ueber das electrische Analogon des ZEEMAN-effektes. Livre jub. déd. à H. A. LORENTZ. Archiv. Néerl. 1900, Magneto- und Elektrooptik. Kapitel IX u. X. 1908.

displacement three times as large as that of the component vibrating perpendicularly to the field.

It is easily seen that the electric change of frequency must be proportional to the square of the electric force.

It is remarked by VOIGT that, if the negatively charged electrons are embedded in a positively charged sphere with a density *decreasing* from the centre outward, the expected displacement of the spectral lines must be toward the *red*.

In what follows I shall, in order to fix the ideas, suppose that the spectral lines are shifted in the sense indicated, but this is not essential.

3. If the expression (3) for the potential energy of an electron is replaced by

$$\phi = \frac{1}{2} k (x^2 + y^2 + z^2) + \frac{1}{4} k'' x^4$$

the isotropy has disappeared.

One of the components of the electric doublet now coincides with the original line.

We will do well therefore, not to attach too much importance to the simple ratio of the displacements of the components of the doublet, which follows from the considerations in § 2. In the following discussion we consider a doublet, which can have yet very different positions relatively to the original line.

4. Ten years have passed already since the appearance of VOIGT's first paper concerning an electric analogue of the magnetic spectral effect,

but till now physicists have not succeeded in verifying its existence. Two reasons can at once be given for this negative result.

Some idea of the probable order of magnitude of the electric effect can be inferred from observations concerning the influence of an electric field on the refractive index. This estimate gives extremely small values for the electric change of frequency.

According to VOIGT's estimate the change of frequency in a field of 30.000 volts per cmm. would hardly amount to the  $1/1000^{\text{th}}$  part of the distance of the sodium lines. A field of 3000 volts per cm. would again diminish it 100 times.

Even if a source of light giving very narrow spectral lines could be placed in the mentioned intense electric fields, the observation of the electric effect would not be without difficulties.

A greater difficulty than the smallness of the effect is, however, due to the impossibility of subjecting metallic vapours to intense electric fields. A sodium flame almost immediately equalizes a large potential difference between the plates of a condenser.

Circumstances are perhaps somewhat more favourable with rapid electric oscillations. During part of the period of discharge of the spark of a condenser the luminous vapour between the electrodes may be subjected to intense electric forces.

Of course a mere displacement of the spark lines

relatively to the flame or arc lines is not to be explained by the influence of electric forces, now under consideration. Yet a displacement of spectral lines is the first thing one may expect to observe. It will depend upon circumstances whether a polarization at the borders of the displaced line shall be visible. Finally this also involves the establishing of an extremely small displacement under rather unfavourable circumstances.

The failure of all attempts hitherto made to observe an electric spectral effect <sup>1)</sup>, induced me to try a new way for attacking the problem. I have imagined a method which would reveal an action of the electric field by an asymmetrical change of a magnetic triplet, or by a remarkable variation of a magnetic doublet.

I shall prove that the mentioned asymmetry must change its sign if the direction of the electric field is rotated through an angle of  $90^\circ$ . In some of my experiments the electric field existing between metallic electrodes during the passage of the spark is used.

The spark passes across an air space, in a longitudinal or in a transverse magnetic field as the case may be. [In more recent experiments the absorption lines of a xenotime crystal were studied].

Besides the mentioned asymmetries different, delicate particularities of triplets originating under

---

<sup>1)</sup> Cf. HULL. Proc. R. S. p. 80. Vol. 78. 1907.

the simultaneous influence of magnetic and electric forces can be predicted.

The observation of the whole of these particularities would give almost as strong evidence for the existence of the electric effect as a direct observation of the effect in an experiment made with electric forces alone.

There is one particularity, which, if it could be observed, would prove by itself most strongly the existence of an electric spectral effect. I shall show (see § 10) that the components of the magnetic doublet, observed along the horizontal magnetic lines of force cease to be *completely* circularly polarized, but must become slightly elliptically polarized, if the vibrating electrons are at the same time under the influence of a vertical electric field. The ellipticity hinted at must be much more easily observable than a change of frequency under the sole action of electric forces.

For some time I privately held the opinion that the asymmetry of some magnetic triplets, first studied in detail by myself and afterwards by GMELIN, DUFOUR, NAGAOKA, and others, could be explained by a cooperation of electric and magnetic fields.

I shall show, however, experimentally that such cannot be the case.

A description of the experiments hitherto made seems to be of some interest, although at the present moment the question of the existence of a specific

action of electric fields on the emission of light cannot yet be answered affirmatively.

The experiments certainly are of some value for our understanding of the asymmetry of triplets, and may show the way to better methods for investigating the electric effect. A description of the experiments follows in the second part of this paper; in the present communication I shall explain their theoretical foundations. A criterion for a dissymmetry, governed by electric actions, can be established, by means of which it shall be possible to fix a limit for the magnitude of the electric effect.

5. The first problem that I will consider relates to the vibrations of an electron under the simultaneous influence of *parallel* electric and magnetic fields.

Let a system of three rectangular axes be chosen and let the magnetic force be parallel to the axis  $OZ$ .

Let  $\xi$ ,  $\eta$ ,  $\zeta$  be the components of the displacement of an electron, then the equations of motion are

$$\ddot{\xi} = -b^2\xi + r\dot{\eta} \qquad \ddot{\eta} = -b^2\eta - r\dot{\xi} \dots (6)$$

$$\ddot{\zeta} = -a^2\zeta \dots \dots \dots (7)$$

The difference of  $a$  and  $b$  determines the electric effect, the magnetic one is determined by  $r$ . Suppose  $b > a$  and put  $b - a = s$ , hence  $s$  positive.

(7) gives the frequency  $a$ ; the vibrations corresponding to this equation are always parallel to the axis  $OZ$ .

In (6) we assume

$$\xi = e^{int} \quad \eta = qe^{int},$$

$q$  being in general a complex quantity. The real motion of the electron is obtained by taking the real parts of the expressions for  $\xi$  and  $\eta$ .

Making the substitution, we get:

$$\begin{aligned} -n^2 &= -b^2 + inrq, & -n^2q &= -b^2q - irn \dots (8) \\ (n^2 - b^2)^2 &= + n^2 r^2 \end{aligned}$$

hence

$$n = b \pm \frac{r}{2} = a + s \pm \frac{r}{2} \dots \dots \dots (9)$$

From (8) we obtain two values for  $q$ , viz:

$$q = \pm i \dots \dots \dots (10)$$

6. We shall now consider 3 special cases.

*Case I.* Electric field = 0, hence  $s = 0$ . Upper signs in (9) and (10). We then have for the motion in the plane of  $XY$ ,

$$n = a + \frac{1}{2}r, \quad q = +i.$$

The lower signs in (9) and (10) give

$$n = a - \frac{1}{2}r, \quad q = -i.$$

The two solutions represent circular vibrations in the plane of  $XY$ , right-handed with the frequency  $a + \frac{1}{2}r$ , left-handed with the frequency  $a - \frac{1}{2}r$ .

The vibrations parallel to the axis  $OZ$  have the frequency



quency  $a$ . In short we have to do with LORENTZ's elementary theory.

All this is independent of the sign of  $r$ , i. e., of the direction of the magnetic field. If  $r$  be negative, the right-handed circular vibrations belong to a frequency smaller than  $a$ .

*Case II.* Magnetic field  $= 0$ , hence  $r = 0$ .

Vibrations of arbitrary form with frequency  $b$  are now performed in the plane of  $X, Y$ . Parallel to the axis  $OZ$  we still have vibrations with frequency  $a$ .

*Case III.* Simultaneous electric and magnetic fields. Let  $r$  be positive.

According to (9) and (10) and taking the upper signs we find

$$n = b + \frac{r}{2} = a + s + \frac{1}{2}r, \quad q = +i$$

representing right-handed circular vibrations in the plane of  $XY$ , with the frequency  $a + s + \frac{1}{2}r$ .

The lower signs give:

$$n = b - \frac{1}{2}r = a + s - \frac{1}{2}r \quad q = -i$$

being left-handed circular vibrations in the plane of  $XY$ , with the frequency  $a + s - \frac{1}{2}r$ .

If  $r$  be negative, the circular motions are described in the opposite direction.

Vibrations parallel to the axis  $OZ$  always have the frequency  $a$ .

We therefore obtain when observing at right angles to the fields a dissymmetrical triplet, the relative position of its components being determined by the following rule.

I shall suppose that the violet, consequently the higher frequencies, is on the right.

Let  $A$  and  $B$  be the lines with the frequencies  $a$  and  $b$ , if there is solely an electric field.

Let the electric field be horizontal.

If now the magnetic field is superposed, then  $A$  remains.

Two components, however, originate out of  $B$ ; they have displacements equal to  $\frac{r}{2}$ , and in opposite direction. The result is the triplet  $A'A'B'$ .

The electric doublet  $AB$  may still have different positions relatively to the original line  $O$ .

In the supposition of § 3 the line  $B$  coincides with the line  $O$ . In the supposition of § 1 the original line is at a distance  $\frac{1}{2}s$  at the right of  $B$ .

7. We shall now suppose that the electric field is an oscillating one. Let  $B$  coincide with the original line. If the electric force oscillates according to the formula  $a \cos nt$ , then  $s$  may be represented by  $\beta^2 \cos^2 nt = \frac{\beta^2}{2} (1 + \cos 2nt)$ .

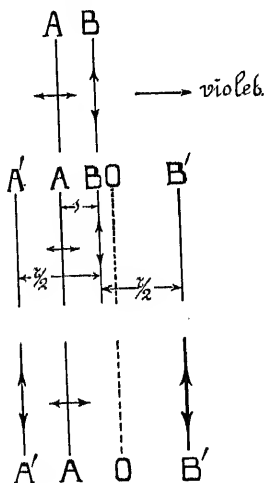


Fig. 1.

The lines  $A'$  and  $B'$  retain their places. The middle line of the dissymmetrical triplet must always be less narrow than the outer components and darkest in the centre. All this applies with a slight modification to the case when  $B$  does not coincide with the original position of the line.

8. In the second problem, which we will now consider, a vibrating electron is subjected to a *horizontal* magnetic and a *vertical* electric field. Let the magnetic force be parallel to  $OZ$ , the electric to  $OX$ .

The equations of motion now become:

$$\ddot{\xi} = -a^2\xi + r\dot{\eta}, \quad \ddot{\eta} = -b^2\eta - r\dot{\xi} \dots\dots (11)$$

$$\ddot{\zeta} = -b^2\zeta \dots\dots\dots (12)$$

Suppose again  $b > a$  and  $b - a = s$ .  $s$  now as before determines the electric,  $r$  the magnetic effect.

The frequency of vibrations parallel to  $OZ$  is always  $b$ .

As in § 5 we put

$$\xi = e^{int}, \quad \eta = qe^{int}$$

By (11) we have

$$-n^2 = -a^2 + inrq \quad -n^2q = -b^2q - irn \quad (13)$$

or

$$(n^2 - a^2)(n^2 - b^2) = n^2r^2.$$

Whence

$$n^2 = \frac{1}{2}(a^2 + b^2 + r^2) \pm \sqrt{\frac{1}{4}(a^2 + b^2 + r^2)^2 - a^2b^2}.$$

Replacing  $b$  by  $a + s$  we may write approximately

$$n^2 = a^2 \left( 1 + \frac{s \pm \sqrt{r^2 + s^2}}{a} \right)$$

or

$$n = a + \frac{1}{2} (s \pm \sqrt{r^2 + s^2}) \dots \dots \dots (14)$$

According to (13) to these frequencies correspond two values of the complex amplitude  $q$

$$q = i \frac{s \pm \sqrt{r^2 + s^2}}{r} \dots \dots \dots (15)$$

9. We shall again consider three special cases.

*Case I.* Electric field zero, hence  $s = 0$ .

Using (14) and (15) we find for the motion in the plane of  $XY$

$$n = a \pm \frac{1}{2} r, \quad q = \pm i,$$

equations discussed in § 6 above.

*Case II.* Magnetic field absent,  $r = 0$ .

Now, by (14) and (15), if the upper signs are taken

$$n = a + s = b, \quad q = \infty,$$

representing rectilinear vibrations parallel to  $OY$ .

If the lower signs are used

$$n = a, \quad q = 0,$$

meaning rectilinear vibrations parallel to  $OX$ .

10. *Case III.* Electric field *vertical* and magnetic *horizontal*. This case is slightly less simple.

Let us write  $\sigma = \frac{1}{2} (\sqrt{r^2 + s^2} - s)$  and let  $r$  be *positive*.

Taking the upper sign in (14) and (15), then  
 $n = a + \frac{1}{2}(s + \sqrt{r^2 + s^2}) = b + \frac{1}{2}(\sqrt{r^2 + s^2} - s) = b + \sigma$ .  
 $\sigma$  being a positive quantity. The coefficient of  $i$  in

$$q = i \frac{s + \sqrt{r^2 + s^2}}{r}$$

is positive and  $> 1$ . This represents an elliptic vibration in the plane of  $X, Y$ , the axes being parallel to  $OX$  and  $OY$ , the major axis parallel to  $OY$ . The motion of the electron is right-handed.

Taking now the lower signs in (14) and (15) we have  $n = a + \frac{1}{2}(s - \sqrt{r^2 + s^2}) = a - \sigma$ , and

$$q = i \cdot \frac{s - \sqrt{r^2 + s^2}}{r} = -i \cdot \frac{r}{\sqrt{r^2 + s^2} + s}.$$

The coefficient of  $i$  is positive and  $< 1$ . The electron performs an elliptic vibration, left-handed and in the plane of  $X, Y$ ; the axes are again parallel to  $OX$  and  $OY$ , but the major axis parallel to  $OX$ .

We now get a dissymmetrical triplet.

Let  $A$  and  $B$  be the two lines of the electric doublet, the electric field alone being present.

If now the magnetic field,

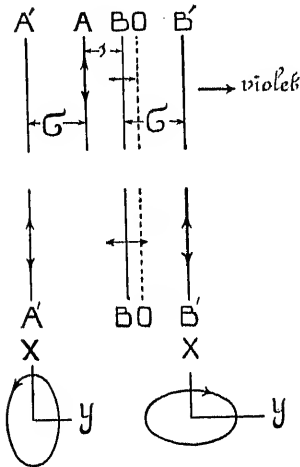


Fig. 2.

is set up  $B$  remains with vibrations parallel to the magnetic force. Two new components are added which one may consider as originating from  $A$  and  $B$  by a displacement equal to a distance  $\sigma$ .

If the sign of  $r$  is *negative*, that is if the magnetic force is reversed, then our considerations still apply with but a small change. To the frequency  $n = b + \sigma$  then corresponds

$$q = i \frac{s + \sqrt{r^2 + s^2}}{r}.$$

The coefficient of  $i$  is in absolute measure  $> 1$ , but negative.

The value of the coefficient of  $i$  with the lower sign is the same as above, only the sign of the expression is reversed.

The figure still covers the case, but the motion in the ellipses takes place in the opposite sense.

The product of the two values of  $q$  determined by (15) is equal to unity. Hence the product of the horizontal, as well as of the vertical axes of both the vibration-ellipses is always equal to unity.

It may be not inappropriate to make here the remark that the lines of the triplet considered in this paragraph exert a kind of "repulsion" upon each other; LORENTZ <sup>1)</sup> proved that such must be generally the case for two spectral lines.

11. If one has to do with an oscillating electric

<sup>1)</sup> LORENTZ. Encyclopädie d. math. W. V. 3. Heft 2. Magneto-optische Phänomene No. 36 u. No. 53.

field (cf. § 7) the lines of the triplet are broadened. If the supposition of § 1 concerning the relative position of  $A$ ,  $B$ , and  $O$  holds, the width of the middle component becomes  $\frac{s}{2}$ , but that of the outer ones  $s$ . The components are most intense in the centre.

12. The ratio of the axes of the ellipses in § 10 is  $1:1 + \frac{s}{r}$  resp.  $1:1 - \frac{s}{r}$  if the electric effect is small relatively to the magnetic one.

Hence the intensities corresponding to vibrations parallel to  $OX$  and to  $OY$ , differ by an amount proportional to  $\frac{2s}{r}$ .

If the light is examined parallel to the magnetic lines of force and the separation of the magnetic doublet is 100 times the distance  $s$ , then the difference of the intensities of the vibrations parallel to the axes of the ellipses would be  $\frac{1}{50}$  part of the intensity corresponding to the vertical or horizontal vibrations. Moreover the difference of intensity would have opposite sign with both components.

This method seems capable of rendering important services in searching for an electric effect. For differences of intensity of 2 % can be ascertained <sup>1)</sup> with certainty by using photographic-photometric measurements. We, therefore, must be able to discover an electric effect one hundred times smaller

<sup>1)</sup> Comp. P. P. Koch. Ann. d. Phys. Bd. 30. p. 841. 1909.

than the magnetic effect traceable by means of a spectroscope with the maximum resolving power serviceable under the conditions of the experiments. It does not look now entirely impossible to ascertain under favourable circumstances an electric effect of the order of magnitude estimated by theory.

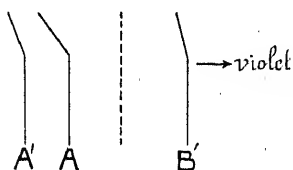


Fig. 3.

13. If the electric field is non-uniform, but gradually increasing upwards, then the components bend more and more toward the red (Fig. 3).

The middle component *A* bends more than the other ones, if the case considered in § 5 is under consideration (parallel electric and magnetic fields).

If, however, the electric force is vertical and the magnetic one horizontal,

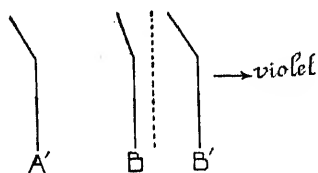


Fig. 4.

then the position of the components must become that sketched in the next figure; it is now the middle component which gets the smaller curvature.

This paper was first published in: Zittingsverslagen der Kon. Akademie van Wetenschappen te Amsterdam, January 28<sup>th</sup> 1911, Vol. XIX pp. 957—967. A translation, which has been reprinted here, appeared in: Proceedings Royal Academy of Sciences at Amsterdam, Vol. XIV pp. 2—11. It has been published also: Physikalische Zeitschrift 13 (1912) pp. 177—183.



## XVII. ON THE POLARISATION IMPRESSED UPON LIGHT BY TRAVERSING THE SLIT OF A SPECTROSCOPE AND SOME ERRORS RESULTING THEREFROM

IN a communication "The intensities of the components of spectral lines divided by magnetism" <sup>1)</sup>, I drew attention to the fact that by the polarizing action of the grating the ratio of the observed intensities of the components of a triplet differs considerably from the ratio present in the light as it is emitted by the source. In some cases the observer sees only a faint central component and two intense outer components, whereas the true ratio is just the reverse. In order to obtain in the image the true ratio of the intensities I suggested to introduce before the slit of the spectroscope a quartz plate of such a thickness, that the incident light is rotated through an angle of  $45^\circ$  <sup>2)</sup>.

Besides the mentioned polarizing effect of the grating there is a second cause tending to make the ratio of the intensities of components of different direction of vibration in the image different from that corresponding to the constitution of the emitted light. I mean the polarization impressed upon light which traverses fine slits. Since FIZEAU <sup>3)</sup> this

---

<sup>1)</sup> Amsterdam Proceedings, October 26 1907; c.f. this collection paper XII, chapter II.

<sup>2)</sup> l. c. p. 291, this collection p. 184.

<sup>3)</sup> FIZEAU. Ann. de Chim. et de Phys. Vol. 63 p. 385. 1861.

effect is well-known, but the errors which may ensue from it in investigating spectral lines magnetically resolved have not yet been pointed out.

The following simple experiment is easily made. A vacuum tube charged with mercury is placed in a horizontal magnetic field. The emitted light is analysed by means of a spectroscope securing great illumination and high resolving power. The slit must be under the control of the observer at the eye-piece. The two yellow mercury lines, which are resolved into triplets or the green mercury line, which splits into three groups each of three lines may be observed. If the slit is rather wide then the central components of the yellow triplets may have twice the intensities of the outer ones; the three groups of the green mercury line have about the same integral intensity if not wholly resolved. If the slit (made of platinoid) be narrowed gradually, the intensity of all components decreases, but *that of the central component or group more than that of the outer ones*. At last the central components of the triplets and even the middle group of the brilliant green line can be *made to disappear entirely*<sup>1)</sup>, whereas the outer components remain visible. From these observations we cannot but conclude that the vibrations perpendicular to the slit at last hardly traverse the narrow slit.

---

<sup>1)</sup> This extreme case involves the use of an exceptionally narrow slit rarely employed in practice.

The correctness of this explanation may be inferred from the fact that the *ratio* of the intensities changes gradually during the narrowing of the slit.

The view may be controlled by the following observations. If a quartz plate, rotating the plane of polarization through  $90^\circ$  be introduced before the slit of the spectroscope, then only the outer components of the resolved spectral line can be made to disappear.

A second observation was made with the slit only of the spectroscope. The lens of the collimator being removed the slit of the spectroscope could be seen distinctly while viewing along the axis of the spectroscope. Looking through a calc-spar rhomb the slit appears double. With a wide slit, illuminated by the radiating tube, the two images exhibit the same intensity; a narrowing of the slit gradually makes the image due to the vertical vibrations more brilliant than the other one.

I will mention two cases in which errors may be introduced by the polarization impressed by the narrow slit. This happens in the first place in the case mentioned above of the comparison of the intensities of resolved components vibrating in different planes. In the second place when the resolution of lines originally diffuse toward one side of the spectrum is investigated, *apparent* shifts and dissymmetrical separations may result. Is the original spectral line diffuse toward the red then a decrease of the intensity of the central line of a

triplet will cause an apparent shift relatively to the outer components toward the violet. The reverse will be the case if the original line is diffuse toward the violet.

The apparent shift now under consideration has had no influence in the experiments concerning a change of wavelength by magnetic forces of the line Hg 5791, which the author <sup>1)</sup> and (independently) GMELIN <sup>2)</sup> discovered at the same time. Its existence could be demonstrated also by the method of FABRY and PEROT, a method not dependent upon the use of a narrow slit.

It is a favourable circumstance that a quartz plate introduced before the slit of the spectroscope and giving a rotation of the plane of polarization of  $45^\circ$ , eliminates at the same time as well errors due to the polarising action of the grating as those caused by the narrowness of the slit.

---

<sup>1)</sup> ZEEMAN, Change of wavelength of the middle line of triplets. Amsterdam Proceedings February 29, 1908, in print in the Dutch edition March 12, 1908, in the English March 29, 1908; this collection paper XII chapters V—VIII.

<sup>2)</sup> GMELIN. Ueber die unsymmetrische Zerlegung der gelben Quecksilberlinie 5790 im magnetischen Felde. Physik. Zeitschr. p. 212 (eingegangen 24 Febr. 1908) appeared April 1, 1908.

This paper was first published in: Zittingsverslagen der Kon. Akademie van Wetenschappen te Amsterdam, October 26<sup>th</sup> 1912, Vol. XXI pp. 628—630. A translation, which has been reprinted here, appeared in: Proceedings Royal Academy of Sciences at Amsterdam, Vol. XV pp. 599—601. It has been published also: Physikalische Zeitschrift 14 (1913) pp. 95—97, to which paper the following remark was added by the author in correcting the proofs: „Ich möchte die Bemerkung hinzufügen, dass bei vielen, auch astrophysikalischen, Versuchen, wo es sich um mögliche Verschiebung teilweiser polarisierter Komponenten handelt, ein Vorversuch von Nutzen sein kann. Bringt man nämlich gleich hinter dem Spalt (also zwischen Spalt und Gitter) eine dünne Kalkspatplatte und benutzt eine nicht zu linienreiche Lichtquelle, z.B. eine Quecksilberlampe, dann geben die erzeugten Doppelbilder im Spektrum mit einem Blick manchen Aufschluss über die Polarisations-verhältnisse, soweit sie vom Apparat herrühren.“

## XVIII. A METHOD FOR OBTAINING NARROW ABSORPTION LINES OF METALLIC VAPOURS FOR INVESTIGATIONS IN STRONG MAGNETIC FIELDS

**I**N the summer of 1911 we intended to make together some observations concerning magnetic double refraction of metallic vapours.

The magnetic double refraction of some vapours was first discovered (and predicted) by VOIGT, afterwards commented upon by ZEEMAN and GEEST.

In the paper of the last named authors the interesting region between the components of the magnetically divided sodium lines was investigated and the results represented by drawings.

It seemed desirable to extend this investigation using very narrow lines, which can be maintained constant during a long time and to fix the result by photograms.

Our investigation never passed the preliminary stage and has become now superfluous by the paper of VOIGT and WAGNER which has since appeared.

During our preliminary observations we tested a great number of methods of obtaining narrow and constant absorption lines. It seems to present some interest to record one of our results.

The absorption lines of sodium were obtained beautifully narrow by using small glass tubes charged with a little metallic sodium, then sealed to

the vacuum pump and evacuated. A tube some centimeters in length was placed vertically between the poles, the magnetic field being horizontal.

It is quite possible to use tubes of *an external width of some millimeters*. Of course much of the light of an arc lamp is reflected and diffused by the tube, but *enough remains to observe the inverse magnetic effect* with a large ROWLAND grating. The magnetic resolution of the narrow lines can be splendidly seen and photographed in a reasonable time.

The heating of the tube can be done by a flame, but preferently electrically.

Of course tubes with other volatile metals can be prepared in the same way <sup>1)</sup>.

This paper, written in collaboration with Prof. R. W. Wood, was first published in: Zittingsverslagen der Kon. Akademie van Wetenschappen te Amsterdam, January 25<sup>th</sup> 1913, Vol. XXI p. 1163. A translation, which has been reprinted here, appeared in: Proceedings Royal Academy of Sciences at Amsterdam, Vol. XV p. 1129. It has been published also: Physikalische Zeitschrift 14 (1913) p. 405.

---

<sup>1)</sup> The method has been since applied with success in an investigation by Mr. WOLTJER in the Amsterdam laboratory; the results will be given separately.

## XIX. MAGNETIC RESOLUTION OF SPECTRUM LINES AND TEMPERATURE

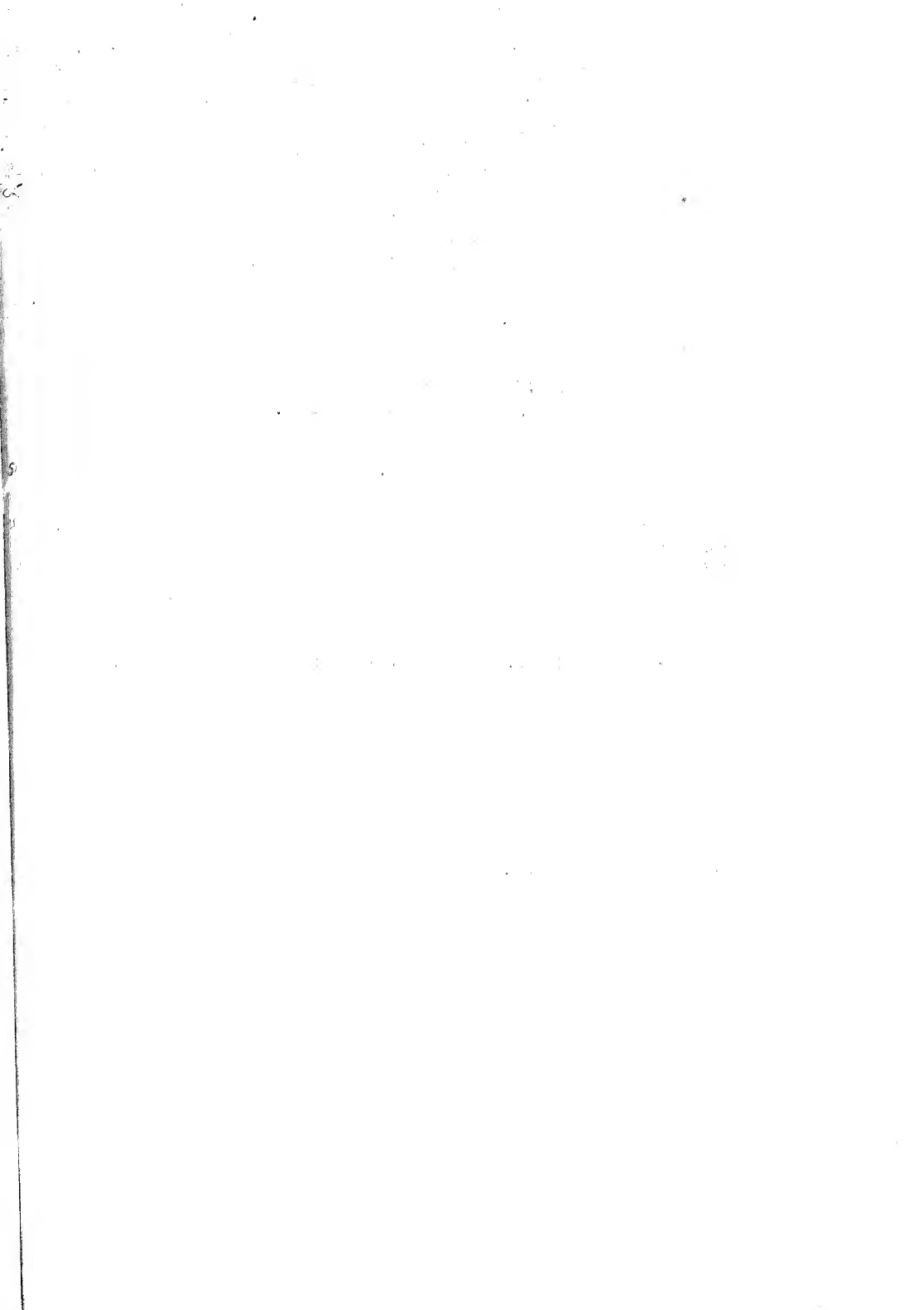
AN influence of the temperature of the source of light on the magnitude of magnetic separation till now has been vainly sought. There seems to be a possibility for such an influence, due to the free electrons in the source of light, if we accept RRTZ's theory of magnetic resolution, at least in its original form. We thought it of interest to inquire for such an action, now that we are able to produce narrow spectrum lines of low temperature by means of the small tubes of WOOD and ZEEMAN <sup>1)</sup>. On the other hand we possess sources of light of very high temperature, viz. the oxygen-acetylene flame and the electric spark.

With these means for the magnetised source of light, Mr. H. R. WOLTJER has made an investigation concerning magnetic resolution at different temperatures. An exhaustive discussion only of the results of the measurements, which shall be published in H. R. WOLTJER's thesis for the doctorate, can fix the maximum change of the magnetic resolution. Besides the magnitude of the resolution the *ratio* of the intensities of the divided components is of importance to theory. We have begun a separate investigation concerning this subject. In the first

---

<sup>1)</sup> R. W. WOOD and P. ZEEMAN, Amsterdam Proceedings. Febr. 1913; c.f. this collection the preceding paper.





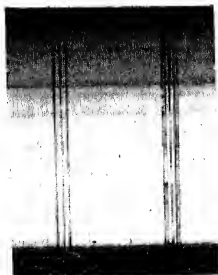


Fig. 1. Outer components of sodium lines of low temperature in magnetic field.



Fig. 2. Magnetised sodium lines in gas-oxygen flame.



Fig. 3. Magnetised sodium lines of 300° C.

place the behaviour of the line  $D_2$  was investigated. Under the influence of the magnetic field it is resolved into six components, of which four vibrate at right angles to the field and therefore under the same circumstances as to polarization. The polarizing action of the grating <sup>1)</sup> and of the glass sodium tube cannot change therefore the *ratio* of the intensities of these four components. The reproduction on plate XIV Fig. 1 shows the outer components of the magnetised absorption sodium-lines using one of the above-mentioned tubes (temperature 350° C.). The narrowness of the lines is well exhibited in the reproduction. The figures 2 and 3 refer to experiments with a calc-spar rhomb placed before the slit of the spectroscope, and a horizontal slit near the source of light. The field of view is divided into three parts: one with the horizontal, one with the vertical vibrations and the third due to natural light <sup>2)</sup>.

The photograph reproduced on plate XIV Fig. 2 was made with a gas-oxygen flame, which in later experiments (with similar results) was replaced by an acetylene-oxygen flame. The temperature of the gas-oxygen flame is estimated at 2000° C. that of the acetylene-oxygen flame at 2400° C.

The temperature of the sodium tube, used for the

---

<sup>1)</sup> P. ZEEMAN, Amsterdam Proceedings, October 1907; c.f. this collection paper XII chapter II.

<sup>2)</sup> Cf. P. ZEEMAN and B. WINAWER, Amsterdam Proceedings, January 1910; this collection paper XV.

experiment to which Fig. 3 relates, was determined at about  $300^{\circ}$  C. by means of a thermo-couple.

A comparison of the photographs 2 and 3 clearly exhibits a difference of the ratio of the intensities of the outer components. At the higher temperature the outer components appear much fainter in relation to the inner ones than at the temperature of  $300^{\circ}$  C. A closer inspection shows that in the latter case also, the inner components surpass the outer ones in intensity, but the difference is less. If the density of the sodium vapour is increased, there is a greater difference in the behaviour of inner and outer components at the higher than at the lower temperature. We have the intention to return to this point on a further occasion. It would appear that we are able by merely changing the temperature to influence the separate magnetic components and to change within certain limits their intensities.

With the electric spark the outer components are relatively feeble just as with the oxygen-acetylene flame.

It should be noticed that in the experiment to which figures 2 and 3 relate, the temperature has been changed, but the pressure as well.

In the glass tube the pressure is of the order of some millimetres, whereas the total pressure — which according to HUMPHREYS is decisive in the phenomena of pressure-shift of spectrum lines, — in the experiment with the gas-oxygen flame is equal to one atmosphere.

In a few cases HUMPHREYS observed also a change in the relative intensities of spectrum lines. Hence there would be a possibility that the difference between figures 2 and 3 is partially due to a change of the total pressure.

The effect now under review is of a rather complicated character. Besides the DOPPLER-effect, also the density of the vapour, the change of pressure and the length of the path of the light rays must play a part. Though apparently there exists an influence of temperature on the aspect of the resolved lines under the circumstances of our experiments, it cannot be denied that the interpretation of observations concerning the amount of the separation is more easy. The complications mentioned are then eliminated.

This paper, written in collaboration with Mr. H. R. WOLTJER, was first published in: *Zittingsverslagen der Kon. Akademie van Wetenschappen te Amsterdam*, June 28<sup>th</sup> 1913, Vol. XXII pp. 164—166. A translation, which has been reprinted here, appeared in: *Proceedings Royal Academy of Sciences at Amsterdam*, Vol. XVI, pp. 158—159. It has been published also: *Physikalische Zeitschrift* 14 (1913) pp. 914—915.

[illegible]

Demco 293-5

Science

535 z 43v  
Zeeman P.  
Magneto-Optische  
Verschijnselen

Z 43v

501 0 26

535

Z 43v

**Carnegie Institute of Technology  
Library  
PITTSBURGH, PA.**

DEMCO



3 8482 00099 7102